



HAL
open science

Etude du Plasma de Quarks et de Gluons au LHC : Mesure des corrélations photon-hadron à l'aide du calorimètre de l'expérience ALICE.

Julien Faivre

► **To cite this version:**

Julien Faivre. Etude du Plasma de Quarks et de Gluons au LHC : Mesure des corrélations photon-hadron à l'aide du calorimètre de l'expérience ALICE.. Physique [physics]. UGA (Université Grenoble Alpes), 2016. tel-02350975

HAL Id: tel-02350975

<https://theses.hal.science/tel-02350975>

Submitted on 6 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.

Mémoire

présenté pour obtenir le diplôme d'

HABILITATION À DIRIGER LES RECHERCHES

Spécialité : **Physique**

Présentée par

Julien FAIVRE

Maître de conférences à l'Université Grenoble Alpes

préparée au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie
École doctorale de Physique

Étude du Plasma de Quarks et de Gluons au LHC :

Mesure des corrélations photon-hadrons à l'aide du calorimètre de l'expérience ALICE.

HDR soutenue publiquement le 06/07/2016,
devant le jury composé de :

Johann Collot (LPSC Grenoble)

Professeur, président

Poï-Bernard Gossiaux (Subatech Nantes)

Professeur, rapporteur

Fabienne Ledroit (LPSC Grenoble)

Directrice de recherche, rapporteuse

Philippe Rosnet (LPC Clermont)

Professeur, rapporteur

Hervé Borel (CEA Saclay - IRFU)

Chercheur au CEA, examinateur

Raphaël Granier de Cassagnac (LLR Palaiseau)

Directeur de recherche, examinateur

Table des matières

Introduction	3
I Introduction à la Physique du QGP	5
1 Le Plasma de Quarks et de Gluons	5
1.1 Définition	5
1.2 Production et évolution	6
1.3 Panel de conditions expérimentales initiales	6
2 Intérêts de l'étude	7
II État des lieux	9
1 Dispositifs expérimentaux	9
2 Outils théoriques	10
2.1 Chromodynamique Quantique	10
2.2 Description complète d'une collision	11
2.3 Modèles spécifiques : exemple de la perte d'énergie d'un parton	12
3 Résultats	13
3.1 Diagramme des phases	14
3.2 Equation d'état et caractéristiques du milieu	15
3.3 Interaction entre un parton énergétique et le milieu	17
4 Motivations pour une analyse de corrélations photon-hadrons	19
4.1 Observables	19
4.2 Quelle place pour une mesure de corrélations γ - h dans ALICE?	20
III Calorimétrie dans ALICE	23
1 L'expérience ALICE	23
1.1 Composition générale de l'expérience	23
1.2 Système de trajectographie et d'identification des particules	24
2 Le calorimètre électromagnétique EMCAL	24
2.1 Caractéristiques techniques du détecteur	24
2.2 De la gerbe au signal	25
2.3 Système de déclenchement	25
2.4 Mesure de l'énergie	26
3 Pré-calibration en muons cosmiques	27
3.1 Procédure	27
3.2 Banc de test	27
3.3 Résultats	29
4 Calibration in-situ avec les mésons π^0	31
4.1 Procédure	31
4.2 Résultats	31
5 Amélioration des hautes-tensions appliquées	33
6 Synthèse	34
IV Corrélations photon-hadrons	35
1 Observable utilisée	35
2 Données disponibles	35
3 Procédure d'analyse	36
3.1 Identification et sélection des particules-trigger	37
3.2 Contributions de fond aux candidats photon sélectionnés	40

3.3	Mesure du nombre de hadrons corrélés	43
4	Corrélations photon-hadrons	44
4.1	Distributions en x_E pour les contributions au fond	44
4.2	Résultat en collisions p-p pour les photons	44
5	Incertitudes sur le résultat	45
V	Perspectives	47
1	Connaissance du calorimètre	47
2	Technique d'analyse	49
2.1	Facteurs limitants	49
2.2	Connaissance de la contamination par les mésons neutres	49
2.3	Pureté de la sélection	50
2.4	Stratégies pour aborder les autres systèmes de collision	50
3	Interaction entre parton énergétique et QGP	52
3.1	Carte de la redistribution de l'énergie du parton	52
3.2	Dépendance de la longueur de milieu traversé	53
3.3	Dépendance en fonction de la masse et de la charge de couleur	53
3.4	Faisabilité des mesures	54
4	Autres aspects liés au QGP	55
4.1	Boule de QGP en collisions A-A	55
4.2	Compréhension des références p-p et p-A	55
5	Quelles installations expérimentales après le LHC ?	56
6	Liens avec d'autres disciplines	57
6.1	Objets astrophysiques compacts	57
6.2	Usine à antinoyaux	58
	Conclusion	59
A	Éléments complémentaires	61
1	Définitions et notations	61
2	Liste des acronymes	61
2.1	Laboratoires, accélérateurs et expériences	61
2.2	Détecteurs et aspects reliés	62
2.3	Théorie, modèles et aspects reliés	62
2.4	Autres acronymes	63
	Bibliographie	65

Introduction

L'ensemble de mes travaux de recherche s'est déroulé dans la thématique de la recherche puis de l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons (QGP). J'ai choisi d'en traiter les $7 + x$ ($x \in [0; 1]$) dernières années, qui correspondent à la période que j'ai consacrée au montage et à la calibration du calorimètre électromagnétique de l'expérience ALICE au LHC, et à la mise en place de l'analyse des corrélations photon-hadrons.

Ce manuscrit d'Habilitation à Diriger des Recherches (HDR) se compose d'un premier chapitre introductif, suivi d'un chapitre présentant un état des lieux partiel de la discipline. Les deux chapitres suivants décrivent le travail mentionné ci-dessus : l'analyse des corrélations photon-hadrons est traitée dans le chapitre IV, mais, les activités de calibration du calorimètre ayant constitué une partie très conséquente du travail de recherche effectué durant cette période, elles ont une place méritée dans ce manuscrit et sont donc abordées dans le chapitre III. Enfin, le dernier chapitre donne des perspectives pour la décennie à venir concernant cette analyse en particulier et la thématique de l'étude du QGP en général, ainsi qu'un bref aperçu de ce que nous pourrions envisager à plus long terme. Les annexes A-1 et A-2 listent quelques notations, expressions et acronymes qu'il est utile de connaître pour la lecture du document, mais que j'ai isolées pour alléger le texte.

Je ne peux inclure une liste de personnes à remercier, qui serait trop longue (et puis, j'en oublierais !), mais il va de soi que les membres du jury et particulièrement les rapporteurs^{eur} méritent d'être explicitement remerciés.e.s. Je crains n'avoir pas eu le temps de rédiger un manuscrit aussi digeste et complet que ce que j'aurais souhaité et je m'en excuse !

J'ai bénéficié durant ma vie professionnelle des qualités variées et des compétences des collègues que j'ai côtoyés.e.s, en particulier les collègues enseignant.e.s de l'université et les trois équipes de recherche avec lesquelles j'ai travaillé : le groupe Star-Alice de Strasbourg, le groupe Alice de Padova, et le groupe Alice de Grenoble. Je regrette n'avoir pas toujours su comprendre leurs conseils, ce que j'espère à présent mieux faire. En outre, même si un.e enseignant.e-chercheur^{eur} se doit de râler à propos de ses étudiant.e.s, j'ai appris aussi au contact de ce^{lles}_{ux} que j'ai encadrés.e.s ou auxquels.e.s j'ai enseigné, et j'avoue être impatient de retrouver l'enseignement à l'issue de ces 18 mois intenses.

Enfin, le passage d'une HDR étant notoirement incompatible avec la vie de famille, je remercie ma femme pour son soutien et sa patience durant cette période.

Quelques citations en tête de chapitre tentent de rappeler l'lecteur^{eur} au monde réel – pas celui des financements et de la compétition internationale, mais celui de la population ; celle qui, plus tard, bénéficiera et pâtira à la fois des retombées de notre recherche actuelle.

Les citations sont choisies dans des dialectes variés encore parlés, parce-que je crois que la Recherche (si l'on se limite à cela) a besoin de diversité pour progresser. De par la différence de leurs expressions, proverbes, homonymes, racines, nuances de sens, des langues distinctes génèrent chez leurs locuteurs^{eur} des associations d'idées et des modes de pensée différents. Bien que nos activités professionnelles aient peu pris sur la disparition annoncée, sous l'effet mécanique de pressions sociales ou politiques, de la moitié des 6000 langues actuelles d'ici 3 générations, nous nous devons, pour favoriser l'émergence des idées, de lutter contre les uniformisations, de privilégier la diversité culturelle, d'éviter la convergence vers une recherche, un enseignement, un encadrement "à l'Occidentale".

D'autre part, à l'opposé de ce qui se fait traditionnellement, la plupart de ces citations ne proviennent pas de personnes renommées : parce-que les seules cultures et savoirs reconnus comme sérieux étant académiques et quantifiés en années d'étude, je souhaite porter à l'attention du lecteur^{eur} l'existence discrète des cultures et savoirs populaires. Un parallèle peut en effet être dessiné entre le discrédit subi par ces derniers et par les disciplines techniques et manuelles. Outre une réduction des inégalités sociales dans le système éducatif, une telle reconnaissance permettrait peut-être de mieux appréhender la diversité des apprenant.e.s, et donc la pluralité des modes d'enseignement nécessaires – dont certains pourraient, justement, s'inspirer des modes de transmission du savoir populaire.

*Sto mistier xe bello, civil, decoroso,
anca utile. Ma delle volte le xe cosse
da deventar matti.*

C'métier il est bien, honnête, res-
pectable, utile même. Mais des fois y'a
des trucs à devenir dingue.

Chapitre I

*Carlo Goldoni
Le baruffe Chiozzotte
(1762),
atto II scena XV.*

Le personnage parle en dialecte de
Venise à d'autres parlant le dialecte
de Chioggia (province de Venezia).

Introduction à la Physique du QGP

Dans ce chapitre, après avoir défini le plasma de quarks et de gluons et expliqué comment il est obtenu, je présenterai trois raisons pour lesquelles son étude est intéressante. Ce chapitre se veut introductif et superficiel : plusieurs aspects seront abordés de manière plus détaillée dans le chapitre II.

1 Le Plasma de Quarks et de Gluons

1.1 Définition

Parmi les constituants de la matière les plus élémentaires connus à ce jour, ceux qui sont sensibles à l'interaction forte sont les quarks. L'expérience montre qu'ils ne peuvent pas s'observer isolés mais restent au contraire confinés dans les hadrons, particules composites dont la taille est d'environ 1 fm. Dans un cadre simplifié, le potentiel d'interaction entre deux partons (quarks et gluons) séparés par une distance r peut être modélisé par $V(r) = \frac{-\alpha}{r} + \sigma r$, le premier terme décrivant l'interaction des partons à courte distance, et le second étant responsable du confinement des partons dans les hadrons. C'est là l'état "ordinaire" de la matière.

Le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP) est un autre état de la matière. Une manière simple d'appréhender sa formation est de se représenter que lorsque la densité de charges (ici : de couleur) est élevée, l'interaction forte peut être écrantée comme l'est l'interaction électromagnétique dans un plasma d'ions et d'électrons. Le potentiel $V(r)$ prend alors une forme asymptotique à grandes distances (*cf.* FIG. I.1), et le déconfinement intervient de par le fait que ce potentiel est écranté jusqu'à des valeurs aussi basses que celles qui règnent dans un hadron (voir par exemple [1] pour un traitement plus rigoureux). La matière ordinaire subit alors une transition de phase vers une matière de partons déconfinés, c'est-à-dire qui ne sont pas spécifiquement liés à d'autres partons dans un hadron et peuvent se déplacer dans un espace dont la taille est beaucoup plus grande que le femtomètre.

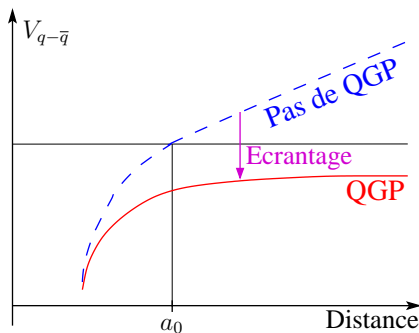


FIGURE I.1 – Représentation qualitative du potentiel d'interaction entre deux quarks en fonction de la distance qui les sépare : dans le vide (tirets bleus) et dans un plasma partonique (courbe rouge). a_0 dénote le rayon du nucléon.

Le paragraphe II-3 reviendra plus en détail sur cette description simpliste. On peut cependant définir ici le QGP comme un milieu de grande densité d'énergie, déconfiné au sens de l'interaction forte, et en équilibre thermodynamique de paramètres variables au cours du temps.

On peut considérer que les degrés de liberté d'un gaz hadronique non baryonique à basse température sont les trois pions. Au-delà d'une étroite zone critique de température (ou de densité d'énergie), la matière est

sous forme de QGP et l'on compte $2 \times 8 + 4 \times 3 \times n_F$ degrés de liberté¹, avec n_F le nombre de saveurs accessibles à ces températures (entre 2 et 3 selon que l'on considère le quark s ou pas). La pression et la densité d'énergie étant proportionnelles au nombre de degrés de liberté, un changement notable de comportement de la matière, c'est-à-dire de son équation d'état, est attendu lors du passage de la température critique : la phase de QGP peut donc être observée, et étudiée.

1.2 Production et évolution

De telles conditions – densités d'énergie élevées et plus précisément très hautes températures (160 MeV) – sont atteintes dans les collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes, c'est-à-dire avec une énergie par paire de nucléons dans le centre de masse ($\sqrt{s_{NN}}$) supérieure à une dizaine de GeV.

Les noyaux utilisés sont généralement sphériques et de diamètre élevé afin que le volume dans lequel l'énergie sera déposée soit le plus étendu possible : on utilise pour cela du Plomb (Pb), ou de l'Or (Au). Comme on verra au § I-1.3, il peut être intéressant d'utiliser des noyaux moins gros, ou déformés.

Du vocabulaire spécifique et quelques définitions peuvent être trouvées dans l'annexe A-1.

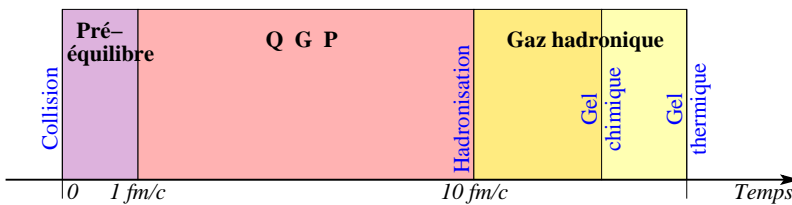


FIGURE I.2 – Schéma de l'évolution temporelle du milieu formé après une collision d'ions lourds ultra-relativistes. Les durées mentionnées sont des ordres de grandeur.

On peut schématiser le déroulement d'une collision par la succession de différentes phases et événements (cf. FIG. I.2) :

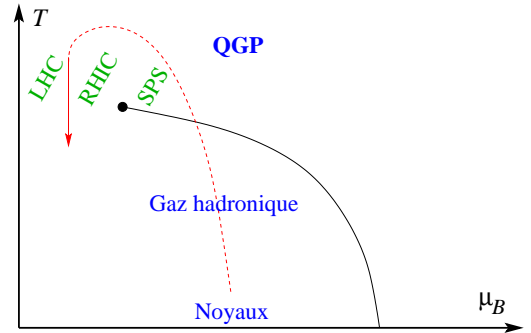
- Une phase de pré-équilibre qui semble être très courte (≈ 1 fm/c [2–4]), durant laquelle le milieu passe d'un ensemble de nucléons à une soupe de partons thermalisée selon un chemin non représentable sur le diagramme des phases, puisque fortement hors équilibre. Les interactions dures entre partons se font surtout dans cet intervalle de temps.
- Une phase déconfinée et en équilibre : c'est la phase de QGP, qui dure entre 5 et 10 fm/c. Pendant ce long intervalle de temps, le milieu est en expansion dans le vide et se refroidit ; les interactions entre les partons du QGP font évoluer la distribution en énergie et impulsion des constituants du milieu, voire leur nature (création de quarks plus lourds). Les partons énergétiques issus des processus durs de la phase de pré-équilibre traversent le milieu et interagissent avec.
- Lorsque la température du milieu descend sous celle de la transition de phase, les partons s'hadronisent ; la matière passe d'un état de QGP à un état de gaz hadronique. Les interactions entre constituants continuent cependant, et peuvent profondément affecter les caractéristiques (cinétiques, chimiques) héritées de la phase de QGP.
- On distingue enfin l'instant du freeze-out (gel) chimique, qui marque la fin des interactions inélastiques et donc le moment où la composition de l'état final du système (les abondances des divers hadrons formés) est fixée, et l'instant du freeze-out thermique, qui marque la fin de toute interaction : les distributions en impulsion ne varient plus, les particules volent librement vers les détecteurs. En réalité, ces instants dépendent de la particule considérée, puisqu'ils dépendent des sections efficaces et des seuils en énergie des interactions considérées. Il ne s'agit donc que d'une représentation très schématisée. L'hadronisation elle-même n'est pas instantanée puisque la température dans le milieu n'est pas uniforme, et la durée de la phase de gaz hadronique est mal connue. On sait toutefois qu'elle est suffisante pour modifier fortement les caractéristiques cinétiques et chimiques du système, et doit donc être incluse dans toute description théorique de la collision.

1.3 Panel de conditions expérimentales initiales

L'état atteint par le milieu lors d'une collision est habituellement représenté dans un diagramme des phases reportant la température T atteinte en fonction du potentiel chimique baryonique μ_B du système créé (voir FIG. I.3), lequel potentiel chimique quantifie l'énergie que l'on donne lorsque l'on ajoute un baryon à un système. Lorsque l'énergie de collision augmente, le nombre de paires quark-antiquark créées dans le milieu augmente, ce qui baisse le potentiel chimique baryonique du système.

1. 8 gluons de 2 états de spin, plus 3 couleurs et 2 états de spin pour n_F quarks et autant d'antiquarks à $\mu_B = 0$.

FIGURE I.3 – Illustration du diagramme des phases de la matière nucléaire (température T en fonction du potentiel chimique baryonique μ_B) avec les zones explorées par les accélérateurs actuellement en fonctionnement (en vert), et l'évolution d'un système après une collision (flèche rouge ; la partie en pointillés est hors-équilibre et ne figure que pour "guider l'œil").



On peut donc se déplacer dans le diagramme des phases en faisant varier l'énergie $\sqrt{s_{NN}}$ de la collision, une énergie plus élevée permettant d'atteindre – outre une densité d'énergie plus élevée – des températures plus élevées et un potentiel chimique baryonique plus proche de zéro.

De plus, en choisissant le système de collision – c'est-à-dire la nature, donc la taille, des noyaux amenés en collision – et le paramètre d'impact de cette collision, on peut aussi choisir à la fois le volume de milieu créé et sa forme, laquelle, au premier ordre, est en amande pour les collisions à paramètre d'impact b non nul¹ (cf. FIG. II.3 p. 16). La valeur de b n'est pas accessible expérimentalement, mais la multiplicité de l'état final et l'énergie emportée à haute rapidité par les fragments des noyaux (dans le cas des collisions à $b \neq 0$) sont corrélés à b . Les événements peuvent ainsi être regroupés dans différentes classes de centralité, des collisions plus centrales (faible paramètre d'impact) aux plus périphériques (paramètre d'impact proche de la somme des rayons des deux noyaux en collision). Des simulations permettent ensuite d'associer une classe de centralité à une distribution en paramètre d'impact.

Avec la densité d'énergie, le volume et la forme (par le biais de $\sqrt{s_{NN}}$, de b et de la taille du noyau), on dispose ainsi de trois variables que l'on peut modifier pour changer les conditions expérimentales.

Une autre manière de faire varier la forme d'une collision consiste à utiliser des noyaux d'Uranium, qui sont prolate et très déformés, avec un grand axe presque 30 % plus long que le petit. Ils permettent donc, selon la face qu'ils se présentent en rentrant en collision, de réaliser des boules de QGP de forme ronde ou elliptique, impliquant le même nombre de nucléons participants mais engendrant une quantité différente d'interactions dures.

Enfin, mentionnons les collisions **p-p** qui servent d'expérience-témoin, ainsi que les collisions asymétriques de type proton-noyau, qui permettent de découpler les effets dus à la seule production de QGP et les effets nucléaires "froids" induits par rapport à **p-p** par l'utilisation d'un noyau dans la voie d'entrée.

2 Intérêts de l'étude

Outre l'exploration et la caractérisation de ce nouvel état de la matière, l'intérêt d'étudier le QGP est essentiellement² de connaître l'interaction forte et de tester la théorie qui la décrit : la Chromodynamique Quantique (QCD). Cette dernière commence en effet à être bien testée dans le domaine perturbatif (processus de haute énergie, quarks lourds), mais demande à l'être également là où le couplage est élevé. Le QGP est un système unique pour étudier l'interaction forte, en ce qu'il s'agit d'un milieu déconfiné de taille finie ; il est donc possible d'y tester des calculs de QCD qui ne peuvent pas l'être ailleurs.

Trois axes de recherche principaux me semblent émerger de la thématique du QGP, à la fois comme trois manières de tester les calculs de QCD, mais aussi, pour les deux premiers, comme connaissance de la matière en tant que telle (d'autres questions peuvent être étudiées dans les collisions impliquant des ions lourds, mais ne seront pas abordées ici) :

- l'étude du diagramme des phases de la matière nucléaire ;
- l'étude de l'équation d'état de la matière nucléaire dans ces conditions particulières de haute densité d'énergie ;
- l'étude de l'interaction entre un parton et un milieu coloré étendu.

Les travaux de recherche présentés dans cette HDR se placent dans ce dernier axe. Dans la réalité, l'ensemble des problématiques sont interconnectées, et il n'est pas possible de progresser dans l'un des domaines

1. Précisons ici pour éviter tout malentendu que lors de telles collisions, les restes des noyaux (les nucléons n'interagissant pas avec ceux du noyau d'en face) ne peuvent pas interagir avec le milieu formé. En effet, du fait de la contraction de Lorentz, les noyaux en collision ont une forme de galette dans le référentiel du centre de masse, d'épaisseur inférieure à 0,1 fm à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, c'est-à-dire très faible devant le temps de vie du QGP (exprimé en fm/c).

2. Il faut néanmoins garder en tête les possibles implications cosmologiques, le QGP ayant été l'état de l'Univers quelques microsecondes après le big-bang. Voir à ce sujet l'introduction du § V-6 et [5].

sans faire également avancer l'état des connaissances dans les autres. Il y a en particulier un quatrième axe de recherche, qui peut ne pas présenter d'intérêt en soi mais qui est absolument nécessaire aux trois autres : l'étude de l'état et de l'évolution temporelle du milieu créé par la collision d'ions lourds.

Les paragraphes suivants détaillent brièvement chaque catégorie, et le prochain chapitre donnera un aperçu rapide des connaissances actuelles sur chacun de ces thèmes.

Diagramme des phases de la matière nucléaire :

L'étude du diagramme des phases de la matière nucléaire a pour but de déterminer la position et l'ordre des transitions de phase dans le plan $(\mu_B; T)$, ainsi que de confirmer ou d'infirmer l'existence d'un point critique (voir § II-3.1). Cet axe est intimement relié à la QCD par le biais de calculs non perturbatifs réalisés par la méthode dite "sur réseau", présentée au § II-2.1.

La caractérisation du diagramme des phases passe par la détermination en terme de $(\mu_B; T)$ de la zone atteinte par un système de collision donné. Les modèles thermiques statistiques permettent de connaître la valeur du potentiel chimique baryonique ainsi que de la température au "moment" du freeze-out chimique, par le biais des rapports des taux de production de particules. L'ordre de la ou des transitions entre les phases de gaz hadronique et de QGP est quant à lui déterminé par l'analyse de la dépendance de diverses observables (par exemple les rapports des taux de production de particules) en fonction de l'énergie de la collision, l'apparition de fluctuations, etc...

Equation d'état du QGP :

L'équation d'état relie les grandeurs comme la pression, la densité d'énergie, la température ou l'entropie. Celle du QGP est calculable dans la formulation sur réseau de la QCD, et peut donc être confrontée aux observations expérimentales (voir § II-3.2), par le biais d'une intégration dans des modèles hydrodynamiques relativistes, présentés au § II-2.2.

Cet axe de recherche vise donc à étudier le comportement du QGP, par le biais des phénomènes de collectivité. Des observables telles que les coefficients de la décomposition en série de Fourier de la distribution azimutale du nombre de particules créées lors de la collision sont utilisées.

Interaction d'un parton avec un milieu coloré :

Une troisième façon de tester la QCD permise par la création d'un milieu déconfiné est par l'envoi d'une sonde directe au travers de ce milieu. La durée de vie et l'extension spatiale de la boule de plasma créée ne permet pas de le faire à partir d'une source extérieure, mais de telles sondes sont naturellement générées dans le milieu au début de la collision : il s'agit des processus durs mentionnés au § I-1.2.

L'étude de la perte d'énergie d'un parton – la sonde – traversant le milieu, de la redistribution de celle-ci, et de la réaction du milieu, sont autant de manières de confronter la QCD aux observations (voir § II-3.3), par l'intermédiaire de modèles introduits au § II-2.3 et d'observables dont certaines seront décrites au § II-4.

Caractéristiques et évolution temporelle du milieu :

Enfin, il est nécessaire de connaître l'évolution temporelle du milieu – par exemple de sa température, de sa taille, de sa forme et de sa vitesse d'expansion –, pour déconvoluer des mesures d'une part les effets de moyennage temporel et spatial, et d'autre part l'altération des sondes du QGP par la phase hadronique consécutive au refroidissement du milieu, grâce à une connaissance des conditions d'hadronisation et de freeze-out. Des informations sur les caractéristiques du QGP peuvent également être déduites de son évolution dans le temps.

Pour ce faire, outre les observables déjà mentionnées, on peut ici s'aider des mesures de taux de production de particules en fonction de l'impulsion (en particulier les particules étranges et les résonances), de la production ou disparition des charmonia, du spectre en impulsion des photons thermiques, de l'interférométrie HBT entre particules, etc...

Chapitre II

État des lieux

*Pe' fá l'esáme, 'stu sturente spiértu
azzuddáva a lu Vaddi ccu' lu ciucciú;
èra prícisu, a ttuónu lu cunciértu :
íddu, lu ciucciariéddu e Carminucciú.*

*Inta 'sta cápu mia, fattu lu cuntú,
ri tanta scienza puo' truvá' nu 'nguácchiú;
ma inta 'st'aurecchie, chiaru e a ppuntu,
truóvi che mmi ricia lu Mulácchiú.*

*Cosmo e Mario Schiavo
Strambuóttuli ri casa
(1990).*

Pour aller faire l'exám', c't'étudiant futé
se traînait sur le Vaddi avec le bourricot ;
il était défini et harmonieux le groupe :
bibí, l'áne et Carminuccio.

C'que j'ai dans la caboche, fait-z-y le
[compte,
de toute cette science tu trouves qu'un
[foutoir ;
mais c'que j'ai dans les esgourdes, claires
[et précises,
c'est les paroles du muletier.

Dialecte de la Valle del
Calore, dans le Cilento
(province de Salerno).

Un état des lieux très partiel de la discipline est proposé dans ce chapitre, et décliné en trois sections :

- l'état des lieux des dispositifs expérimentaux liste les outils à notre disposition pour l'étude des collisions noyau-noyau ;
- du côté de la théorie, l'état des lieux se subdivise en trois parties qui se focalisent chacune sur une classe de modèles : des méthodes permettant de calculer des observables à partir de QCD, des modèles nécessaires pour traiter le très grand nombre de constituants du milieu, et des modèles utilisés plus particulièrement pour la confrontation avec la théorie des mesures telles que celles présentées dans cette HDR ;
- enfin, l'état des lieux des résultats obtenus propose un court ensemble choisi de résultats en lien avec les trois questions introduites au chapitre précédent : le diagramme des phases, le comportement du QGP, et l'interaction entre un parton énergétique et le QGP.

1 Dispositifs expérimentaux

Le tableau II.1 résume les caractéristiques de quelques accélérateurs et présente celles du milieu qui y est produit. L'AGS, dont le programme ions lourds a démarré en 1986 [6], est mentionné à titre informatif. Les accélérateurs d'intérêt pour ce document sont, dans l'ordre chronologique de mise en service :

- Le Super Proton Synchrotron SPS du CERN, mis en service en 1976, avec des énergies par paire de nucléons dans le centre de masse $\sqrt{s_{NN}}$ dans la gamme¹ de 5,3 à 17,3 GeV [7, 8]. Les expériences y sont en mode cible fixe, et sont chacune dédiées à quelques observables particulières. Le programme ions lourds démarre en 1984-1985 [9] avec par exemple les expériences NA34-2 ou WA80 et des systèmes de collision du type S-W ou S-U. A partir du milieu des années 1990, les collisions plus volumineuses **Pb-Pb** peuvent être réalisées.
- Le Relativistic Heavy Ion Collider RHIC de BNL à partir de l'année 2000, dédié entre autres à la Physique du QGP, avec $\sqrt{s_{NN}}$ dans l'intervalle de 7,7 à 200 GeV. Outre les deux petites expériences BRAHMS et PHOBOS des premières années, focalisées sur des aspects précis, RHIC héberge en mode collisionneur deux expériences généralistes : STAR et PHENIX. Comme au SPS, un Beam Energy Scan (BES, balayage en énergie de faisceau) a été réalisé à RHIC, ainsi que l'étude de systèmes de collision plus petits (**Cu-Cu**) ou mettant en œuvre des noyaux déformés (U-U).
- Le Large Hadron Collider LHC du CERN à partir de 2009, pour des énergies² $\sqrt{s_{NN}} \in [2760; 5520]$ GeV, avec trois expériences généralistes³ (dans le cadre de la Physique du QGP) : CMS [10], ATLAS [11] et ALICE [12], cette dernière étant dédiée à la Physique du QGP.

1. Les valeurs sont données pour les noyaux de Plomb au CERN, d'Or à BNL. L'énergie maximale disponible dépend du noyau car elle dépend de son rapport Z/A .

2. On peut théoriquement effectuer des collisions à l'énergie d'injection ($\sqrt{s_{NN}} = 350$ GeV), mais celles-ci ne présentent pas d'intérêt car le comportement des observables n'évolue que lentement à partir de $\sqrt{s_{NN}} \simeq 100$ GeV.

3. Rejointes récemment par LHCb après des tests de faisabilité.

	Premiers ions lourds	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	T_{max}/T_c	μ_B (MeV)
AGS (cible fixe), BNL	1986	2,5 – 4,7	< 1	$\simeq 550$
SPS (cible fixe), CERN	1984	5,3 – 17,3	$\simeq 1$	$\simeq 300 - 450$
RHIC (collisionneur), BNL	2000	7,7 – 200	> 1	20 – 410
LHC (collisionneur), CERN	2010	2760 – 5520	$\gg 1$	$\simeq 0$

TABLE II.1 – Accélérateurs d’importance pour la Physique du QGP. Les $\sqrt{s_{NN}}$ sont donnés pour des collisions **Au-Au** à BNL, **Pb-Pb** au CERN. Quel que soit l’accélérateur, des systèmes différents sont disponibles : plus petits (**Cu-Cu**, **In-In**, **S-S**) ou asymétriques (**p-Pb**, **d-Au**, **p-In**, **S-U**). T_c désigne la température de transition de phase au potentiel chimique baryonique considéré, et T_{max} la température atteinte par le système dans les collisions centrales les plus énergétiques.

2 Outils théoriques

2.1 Chromodynamique Quantique

L’ensemble de partons et hadrons produits lors d’une collision étant soumis principalement à l’interaction forte, on peut espérer décrire les caractéristiques et l’évolution du système par la chromodynamique quantique, afin de confronter la théorie aux résultats expérimentaux.

Malheureusement, la QCD peine à fournir des résultats numériques “précis”, du fait de la charge de couleur non nulle du gluon et de la valeur élevée de α_s , qui reste proche de 0,1 même à l’échelle du TeV [13]. Des techniques spécifiques, comme le développement perturbatif ou la QCD sur réseau décrites ci-dessous, permettent néanmoins d’obtenir des évaluations quantitatives.

Lorsque l’on souhaite décrire le comportement du QGP, le grand nombre de constituants du milieu impose un traitement statistique, comme cela sera présenté au § II-2.2. Dans ce document, c’est à cet endroit que nous retrouverons la QCD sur réseau – car elle fournit un ingrédient essentiel des modèles (l’équation d’état) –, ainsi que lorsque nous parlerons du diagramme des phases de la matière nucléaire (§ II-3.1). Quant aux développements perturbatifs, ils apparaîtront au § II-2.3, lorsque l’on s’attachera à décrire la traversée du milieu par un parton énergétique.

Traitement perturbatif :

Pour des processus d’énergie très supérieure à $\Lambda_{QCD} \simeq 200$ MeV, la valeur de la constante de couplage α_s est suffisamment faible (*cf.* FIG. II.1) pour permettre d’envisager un développement perturbatif en puissances de α_s limité aux premiers ordres. De telles approches sont regroupées sous le terme de “QCD perturbative” (pQCD), et sont utilisables pour des énergies mises en jeu au-delà de quelques GeV, ou pour la production des quarks c et b dont la masse est elle-même grande par rapport à Λ_{QCD} .

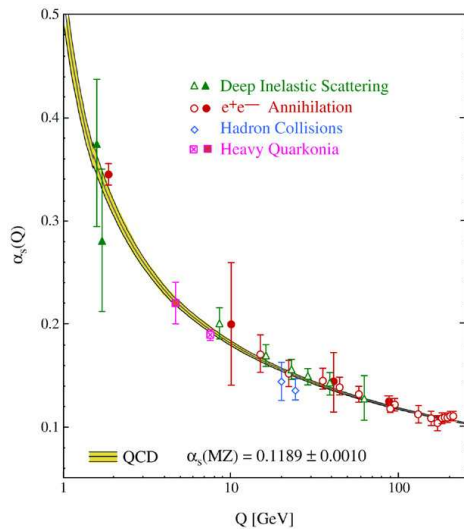


FIGURE II.1 – Evolution de la constante de couplage α_s en fonction de l’échelle d’énergie Q du processus [14].

Le développement peut être limité à l’ordre 0 (leading order, LO) pour certains générateurs Monte-Carlo [15], ou aller jusque 3, pour des observables spécifiques [16] ou pour la détermination de l’“incertitude théorique” sur des calculs NNLO. Le nombre important de diagrammes à traiter ne permet pas encore d’aller à l’ordre 4.

Il est notable que des approches en cours de développement promettent de pouvoir non seulement estimer une incertitude sur les calculs théoriques due aux ordres manquants, mais en plus de pouvoir lui attribuer une signification statistique, à l'instar de l'incertitude des résultats expérimentaux [17].

Dans le cadre de la QCD perturbative, le calcul d'une section efficace de production d'un hadron C lors d'une collision entre deux hadrons A et B peut s'écrire, grâce au théorème de factorisation [18], en découplant la section efficace $\hat{\sigma}$ des processus partoniques élémentaires $a + b \rightarrow c + X$ possibles, calculable perturbativement, des parties non-perturbatives que sont les probabilités de rencontrer la voie d'entrée considérée $A \rightarrow a$ et $B \rightarrow b$ (fonctions de distribution de partons f) et de créer le hadron C dans la voie de sortie $c \rightarrow C$ (fonctions de fragmentation D).

La section efficace hadronique s'écrit alors comme une convolution de ces trois étapes :

$$d\sigma_{A+B \rightarrow C+X} = \sum_{a,b,c} \int dx_a dx_b dz \underbrace{f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b)}_{\text{non perturbatif}} \otimes \underbrace{d\hat{\sigma}_{a+b \rightarrow c+X}}_{\text{perturbatif}} \otimes \underbrace{D_{c \rightarrow C}(z)}_{\text{non perturbatif}} \quad (\text{II.1})$$

où les x_i désignent la fraction d'impulsion du hadron prise par le parton considéré, et z la fraction d'impulsion du parton qui s'hadronise portée par le hadron C . Ce type de factorisation permet par exemple de calculer les sections efficaces des processus durs ou de production des quarks lourds.

QCD sur réseau :

La QCD sur réseau (lattice QCD, LQCD) attaque le problème frontalement dans le régime non perturbatif en discrétisant l'espace-temps par un maillage (le réseau, actuellement de l'ordre de 10^6 à 10^8 points) et en réalisant les calculs sur ce réseau [19, 20]. La variation d'un résultat en fonction de la taille de la maille est ensuite extrapolée vers une dimension de maille fictive infiniment fine. C'est le fait même de discrétiser qui permet d'éliminer les divergences ultraviolettes.

L'état d'un système donné s'écrit comme une intégrale de chemin, laquelle s'exprime sous la forme d'une fonction de partition :

$$Z = \int [dx] e^{-S} \quad \text{avec l'action} \quad S = \int d^4x \mathcal{L} \quad (\text{II.2})$$

Le terme e^{-S} peut être vu comme une probabilité et est utilisé pour générer les configurations selon ce poids, le nombre fini de configurations générées conduisant ainsi à l'existence d'une incertitude statistique sur le résultat.

Du fait de la discrétisation, on ne peut pas remplacer directement la densité de Lagrangien \mathcal{L} par \mathcal{L}_{QCD} (qui est continue) dans l'équation ci-dessus. Il faut donc utiliser une action discrétisée qui converge vers l'action S_{QCD} lorsque le pas a du réseau tend vers zéro. Puisque l'addition à l'action d'une combinaison d'opérateurs tendant vers 0 lorsque la taille de la maille diminue ne change pas la valeur de la limite, plusieurs actions sont possibles, qui toutes convergent vers la "QCD continue", mais à des vitesses différentes et avec des incertitudes et artefacts différents.

Bien que LQCD soit une simulation de "QCD exactement", sans plus de paramètres que ceux de QCD ($\alpha_s(m_Z)$ ou Λ_{QCD} , et la masse des quarks), en pratique les résultats dépendent donc de la technique utilisée pour la discrétisation et de l'action utilisée. Les limitations de ces calculs (petit volume simulé, incertitude due à l'extrapolation $a \rightarrow 0$, artefacts,...) se réduisent cependant, grâce à la compréhension des méthodes et la découverte de meilleures actions, ainsi qu'à la puissance de calcul accrue.

Pour le traitement hydrodynamique du plasma abordé dans le paragraphe suivant, on peut particulièrement noter que de la fonction de partition Z peuvent être dérivées la pression et la densité d'énergie [21] :

$$P = T \left. \frac{\partial \ln Z}{\partial V} \right|_T \quad \varepsilon = \frac{T^2}{V} \left. \frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right|_V \quad (\text{II.3})$$

La QCD sur réseau est donc capable de fournir une équation d'état, qui peut être intégrée à des modèles pour la confronter aux données expérimentales.

2.2 Description complète d'une collision

Bien que, d'après l'équation II.1, le système étudié puisse en théorie être complètement décrit par la connaissance des fonctions de distributions f de partons dans les hadrons initiaux (PDF, ou nPDF pour les noyaux), des fonctions de fragmentation des partons en hadrons D (FF), et par QCD, le nombre de constituants en jeu est en fait si élevé qu'il n'est pas possible de décrire le milieu et son évolution sans modèle phénoménologique.

Ce grand nombre de constituants doit en revanche permettre une description hydrodynamique du système [22, 23], sous la condition que les constantes de temps des transferts d'impulsion entre constituants

soient très faibles devant celle d'une modification des propriétés macroscopiques du système, c'est-à-dire à la condition que le QGP soit un système en équilibre.

Pour que cette condition soit remplie, il faut que le temps de thermalisation du milieu soit très inférieur à $1 \text{ fm}/c$ [22]. Le très bon accord des modèles hydrodynamiques avec les données (voir par exemple [3,24]) semble corroborer cette hypothèse.

La condition d'équilibre dynamique n'est en fait pas remplie tout au long de la collision, à cause justement de l'existence de la phase de pré-équilibre avant la phase de QGP, ainsi que du découplage après l'hadronisation. L'utilisation de modèles hydrodynamiques requiert donc, dans l'ordre des phases temporelles introduites au § I-1.2 :

- Un choix de conditions initiales pour l'évolution hydrodynamique, c'est-à-dire de l'état du milieu à la fin de la phase de pré-équilibre. Ces conditions initiales prennent par exemple la forme d'un profil de vitesse ou de densité d'énergie, et peuvent être obtenues de diverses manières. L'influence importante des fluctuations de l'état initial sur les observables a conduit à abandonner l'utilisation de conditions initiales moyennées pour les remplacer par des simulations événement par événement. Pour la génération de ces conditions initiales, on peut citer les modèles [23] :
 - MC-Glauber [25], qui considère les noyaux comme des ensembles de nucléons répartis selon un profil radial de densité de charge mesuré expérimentalement.
 - MC-KLN [26,27], qui utilise la théorie effective du Color Glass Condensate (CGC) [28,29], et inclut donc la saturation du nombre de gluons à petits x . La description des fluctuations est plus fine que dans MC-Glauber.
 - IP-Glasma [30] se base aussi sur le CGC, mais inclut, outre les fluctuations de la position des partons, des fluctuations des charges de couleur. Une partie de l'évolution hors-équilibre est également traitée.
 - Enfin, des modèles de transport qui déterminent les conditions initiales en faisant évoluer dynamiquement un système hors-équilibre, par exemple URQMD [31] (hadronique), AMPT [32,33] (basé sur HIJING), ou EPOS [34] (successeur de NEXUS, inclut des interactions multi-partons).
- Pour la phase partonique thermalisée :
 - Une équation d'état, nécessaire à la résolution des équations de l'hydrodynamique. Cette équation d'état peut soit être modélisée, soit être donnée par LQCD.
 - Un code de calcul d'hydrodynamique relativiste, dont les équations utilisées peuvent ignorer ou non la dimension longitudinale, et peuvent tenir compte ou pas de la viscosité du milieu.
- Un critère d'hadronisation, qui peut être une coupure brute ou une description cinétique du freeze-out.
- L'évolution du gaz hadronique enfin peut être soit traitée macroscopiquement et confiée de nouveau à un modèle hydrodynamique (avec une autre équation d'état) [22], soit traitée microscopiquement et confiée alors à un modèle de transport hadronique, comme URQMD [31] ou JAM [35]. Les modèles microscopiques sont fiables et sont actuellement préférés à l'approche hydrodynamique [36].

Des interfaces ont été développées pour lier ces différents éléments (voir [37] pour une revue), comme VISHNU [36], qui crée l'interface entre l'hydrodynamique visqueuse décrivant la phase déconfinée et URQMD pour la partie hadronique de l'évolution. On peut consulter par exemple [38] pour une vue plus complète des observables, des modèles et des résultats.

Au vu du nombre de degrés de liberté dans les paramètres des modèles, les premières tentatives de lier l'espace multidimensionnel des paramètres physiques à celui des observables ont vu le jour [39,40], afin de déterminer peut-être plus efficacement les caractéristiques du milieu.

Les possibilités qu'offrent EPOS de modéliser l'interaction entre les régimes dur (jets) et mou (bulk) sont également notables [34], puisqu'elles pourraient permettre d'étudier à la fois la réaction du milieu à la traversée d'un parton énergétique, et la manière dont ce même parton perd son énergie.

2.3 Modèles spécifiques : exemple de la perte d'énergie d'un parton

Dans ce document, nous aborderons la perte d'énergie d'un parton traversant le QGP. Le temps d'équilibration très court du milieu, et la durée de vie de la phase déconfinée ($\simeq 10 \text{ fm}/c$) supérieure au temps mis par un parton produit au centre de la boule de plasma pour en sortir ($\simeq 7 \text{ fm}/c$), permettent l'interaction entre le milieu et le parton considéré (ainsi que ceux créés par sa gerbe partonique).

Deux mécanismes différents dus à la présence de charges de couleur peuvent résulter en une différence entre l'hadronisation dans le vide et dans le milieu : la radiation de gluons par le parton considéré (perte d'énergie radiative), et la diffusion sur les partons du milieu, s'accompagnant d'un échange d'impulsion avec le milieu (perte d'énergie collisionnelle). Outre une perte d'énergie du parton énergétique, un élargissement du jet résultant et une augmentation de la multiplicité devraient donc être observables, ainsi qu'un transfert d'énergie vers le milieu.

Dans le vide, l'hadronisation peut être décrite par la fonction de fragmentation $D_{c \rightarrow H}(z)$, qui donne la

probabilité de former, à partir d'un parton c , un hadron H d'impulsion égale à z fois celle du parton ($z \in [0; 1]$). L'évolution de la gerbe peut être traitée perturbativement tant que les partons considérés ont une énergie grande devant Λ_{QCD} . On peut donc utiliser l'équation d'évolution DGLAP pour déterminer la fonction de fragmentation à une échelle d'énergie en connaissant celle d'une énergie plus basse :

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} D_{c \rightarrow H}(z, Q^2) = \sum_d \int_x^1 \frac{dz'}{z'} \frac{\alpha_s}{2\pi} \underbrace{P_{c \rightarrow d}(z', \alpha_s(Q^2))}_{\text{perturbatif}} \underbrace{D_{d \rightarrow H}\left(\frac{z}{z'}, Q^2\right)}_{\text{non perturbatif}} \quad (\text{II.4})$$

où la somme porte sur les partons, et où $P_{c \rightarrow d}(z', \alpha_s(Q^2))$, dont le produit avec $\frac{\alpha_s}{2\pi}$ donne la probabilité qu'un parton c se fragmente en un parton d d'impulsion z' fois celle du parent, est la "splitting function". La partie non-perturbative (l'hadronisation en tant que telle) peut ensuite être traitée sous la forme d'une paramétrisation $D_{d \rightarrow H}$ des données expérimentales, comme AKK [41, 42] (anciennement KKP) ou DSS [43].

Pour une hadronisation dans le milieu, les coefficients de transport \hat{q} et \hat{e} (en GeV^2/fm) sont introduits ; ils caractérisent les moments carrés moyens transférés au parton traversant par unité de longueur, respectivement transversalement et longitudinalement par rapport à l'axe du jet. Si \hat{q} peut être calculé théoriquement pour un milieu stationnaire [44], il n'en est pas de même en conditions réelles. Les modèles à notre disposition sont donc phénoménologiques, couplant pQCD et l'hydrodynamique relativiste.

Des modèles perturbatifs considérant le développement de la gerbe de manière intégrée pour obtenir la modification de la fragmentation dans le milieu peuvent être trouvés par exemple dans les références [45–48]. D'autres modèles, dits "Monte-Carlo", simulent en revanche événement par événement toute la partie perturbative du développement de la gerbe partonique. Ceux mentionnés ici (d'autres sont mentionnés dans [44]) sont tous basés sur le code de fragmentation de PYTHIA [15], avec une hadronisation finale dans le vide laissée telle quelle (même en présence de milieu), mais avec différentes modifications de la partie perturbative du développement de la gerbe partonique. Ce dernier est un processus itératif basé sur les fonctions de splitting.

- Le code Q-PYTHIA [49] prend en compte les radiations de gluons induites par la traversée du milieu en ajoutant aux fonctions de splitting un terme dépendant de \hat{q} , des énergies du parton et du gluon radié, et de la longueur de milieu traversée.
- Dans le modèle YAJEM [50–52], l'interaction avec le milieu est faite majoritairement par radiation de gluons mous induites par l'acquisition de virtualité par le parton, mais les collisions élastiques sont incluses.
- Enfin, les développements récents de JEWEL [53] décrivent le développement de la gerbe et son interaction avec le milieu en traitant la diffusion sur les partons du milieu comme des processus $2 \rightarrow 2$ à LO, et la perte d'énergie radiative par une resommation des logarithmes dominants.

Ces modèles de perte d'énergie sont donc nombreux (des approches plus précises et exhaustives peuvent être trouvées dans [54–57]), et n'implémentent pas encore de manière suffisamment complète les interactions avec le milieu [44, 47, 48]. Ils sont cependant en plein développement ; des efforts pour créer une approche mêlant les calculs perturbatifs et les calculs sur réseau ont vu le jour [58, 59], ainsi que pour comparer les modèles entre eux de manière systématique [45, 60, 61].

3 Résultats

On sait maintenant que le premier programme expérimental entrant véritablement sur les terres du QGP est celui du SPS, lorsque des collisions **Pb-Pb** à $\sqrt{s_{NN}} = 17 \text{ GeV}$ sont réalisées, à partir de 1994. Les résultats de ces années et l'arrivée de RHIC sur la scène expérimentale, en 2000, ont impulsé des développements théoriques dans le domaine des calculs de QCD, parallèlement à la création de modèles phénoménologiques permettant de décrire différents aspects de l'évolution du milieu au cours de la collision, par exemple son hadronisation, ou son comportement hydrodynamique.

Depuis, l'augmentation exponentielle de la rapidité et du nombre des processeurs et le développement des méthodes de calcul permettent une progression constante et rapide des résultats théoriques : réduction de la taille de la maille et meilleures actions en LQCD, passage aux ordres supérieurs et resommations en pQCD, augmentation du nombre de dimensions du problème puis inclusion de la viscosité en hydrodynamique relativiste, prise en compte des fluctuations de l'état initial, et enfin émergence des premiers véritables couplages entre modèles non simplistes.

De plus, l'arrivée du LHC permet une véritable étude des processus durs avec une statistique suffisante. On peut ajouter à cela l'exploration systématique du diagramme des phases autour de la position supposée du point critique (*cf.* § II-3.1), avec le Beam Energy Scan (BES) de RHIC.

D'une thématique dont l'exploration n'a réellement démarré que dans les années 1990, sous une forme d'abord simple (SPS), puis qualitative (RHIC), nous entrons donc maintenant dans le domaine du quantitatif.

Bien que les articles théoriques mentionnant un possible QGP datent d’aussi loin que 1975 [62–66], l’étude du QGP est donc en réalité une discipline très jeune, qui ne dispose des outils théoriques et expérimentaux nécessaires que depuis une décennie.

Outre cette constatation stimulante, un regard distant posé sur la discipline révèle que le langage a changé : alors qu’avant 2005 les particules ou caractéristiques de l’état final permettant d’obtenir des informations sur le milieu étaient appelées “signatures” du QGP, reflétant la question du moment “A-t-on vu le QGP?”, le bilan des premiers résultats obtenus à RHIC [67–71] génère un basculement vers le mot “sondes” du QGP, associé à la question “Quelles sont les caractéristiques du QGP?”.

Les paragraphes suivants proposent une courte sélection de résultats théoriques et expérimentaux choisis subjectivement parmi d’autres.

3.1 Diagramme des phases

Si l’on ne sait pas encore comment accéder facilement aux hauts potentiels chimiques baryoniques (l’étude des étoiles compactes manque encore de données, cf. § V-6.1), le diagramme des phases de la matière nucléaire peut par contre être exploré expérimentalement dans une large gamme de bas μ_B , de 0 (LHC) à 450 MeV (SPS). Après la découverte du QGP comme nouvel état de la matière dans les années 2000, la question qui s’est imposée était donc celle de la détermination de l’ordre de cette transition de phase.

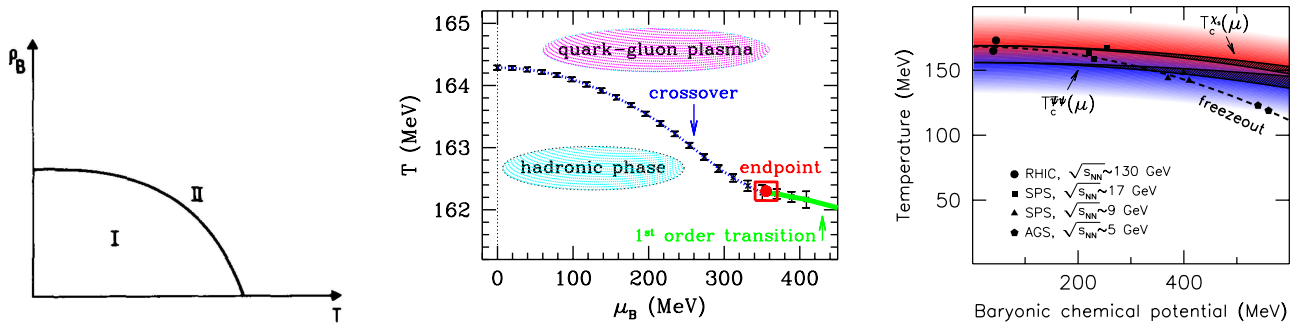


FIGURE II.2 – Evolution avec le temps du diagramme des phases de la matière nucléaire prédit. **A gauche** (1975) : possibilité de l’existence d’une transition [62]. **Au milieu** (2002) : pour des μ_B croissants, cross-over, point critique puis transition du premier ordre [72]. **A droite** (2011, non confirmé par HotQCD) : cross-over à tous les potentiels chimiques baryoniques [73].

Les calculs de QCD sur réseau ont prédit, longtemps avant son observation expérimentale, l’existence de la transition de phase du gaz hadronique vers le QGP et sa température [74], mais pour un potentiel chimique nul. La détermination de la température et de l’ordre de la transition à μ_B fini a nécessité des développements théoriques conséquents (recherche de bonnes méthodes de discrétisation ou de meilleures actions pour limiter les incertitudes [20], ou encore prise en compte des quarks avec leur masse physique en 2006 [75]) et des puissances de calcul qui n’ont été approchées qu’il y a quelques années [76]. Le désaccord entre les prédictions de la température de transition de phase des collaborations Wuppertal-Budapest et RBC-Bielefeld/HotQCD a en particulier fini par disparaître en 2011.

Il est généralement admis depuis 10 ans que LQCD prédit une transition de type cross-over (continue) à bas μ_B , et du premier ordre au-delà d’un point critique expérimentalement accessible [72] (voir la figure II.2), mais d’autres scénarios comme l’absence complète de transition du premier ordre ne sont pas non plus complètement exclus [73]. Là où la transition est de type cross-over, une température de transition peut encore être définie, mais varie légèrement selon la variable que l’on considère [76]. De manière générale, la transition est rapide et se produit vers 160 MeV pour les μ_B entre 0 et le point critique, mais [77] prévient que les prédictions pourraient être différentes avec des conditions aux limites plus réalistes (système déconfiné de volume fini).

Du côté expérimental, cette prédiction de transition de type cross-over a balayé les attentes anté-RHIC de l’observation d’une belle transition claire du premier ordre. Il devenait en revanche intéressant de rechercher un point critique. Les μ_B requis étant plus élevés, c’est vers les basses énergies de collision qu’il faut alors se tourner (SPS), un domaine difficile d’accès expérimentalement du fait à la fois de la moins grande luminosité pouvant être prise par les expériences, de la moins grande multiplicité en particules par événement et de la section efficace plus basse des processus durs.

La recherche systématique d’un point critique a cependant eu lieu à RHIC avec le Beam Energy Scan pour des μ_B dans l’intervalle [20; 410] MeV, par le biais de la mesure des moments des distributions en multiplicité du nombre net de charges $N_{h^+} - N_{h^-}$, de protons $N_p - N_{\bar{p}}$ (pour le nombre baryonique) ou de

Kaons $N_{K^+} - N_{K^-}$ (pour l'étrangeté), puisqu'au voisinage du point critique une augmentation des fluctuations des quantités conservées est attendue. Cette recherche n'a pour l'instant pas abouti, mais les résultats montrent qu'une conclusion pourrait être atteinte avec les données de la deuxième phase du BES [78].

La dépendance en $\sqrt{s_{NN}}$ de diverses observables dans la gamme des basses énergies (RHIC-BES et SPS) est aussi examinée systématiquement, mais il n'en est pas pour l'instant sorti d'interprétation claire, que ce soit par rapport à l'ordre des transitions ou au seuil en $\sqrt{s_{NN}}$ permettant d'entrer dans la zone du QGP.

D'un point de vue pratique, la détermination des coordonnées atteintes dans le plan $(\mu_B; T)$ est faite par le biais de modèles thermiques statistiques et de l'observation des abondances des divers hadrons. Il s'agit alors des valeurs au moment du freeze-out chimique. Il a été montré récemment que LQCD également peut extraire la température et le potentiel chimique au moment du freeze-out chimique, en reproduisant des valeurs expérimentales obtenues par la combinaison des premiers moments (μ, σ, S, κ) des distributions de grandeurs conservées comme la charge électrique nette, le nombre baryonique net ou l'étrangeté nette [79].

D'autres outils expérimentaux existent en principe pour connaître la température du milieu plus tôt dans l'histoire de la collision. En pratique cependant, les résultats révèlent une grande variabilité par rapport à des paramètres qui ne sont pas encore bien connus.

Un premier exemple sont les familles de quarkonia $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$, qui se dissocient par écrantage de l'interaction : du fait des énergies de liaison différentes de chaque méson, il est attendu que les différents membres de ces familles "fondent" à diverses densités d'énergie, et soient donc des indicateurs de la température atteinte. Lorsque cette dernière augmente, ce que l'on peut contrôler en faisant varier $\sqrt{s_{NN}}$ ou la centralité de la collision, les différents quarkonia doivent ainsi être séquentiellement supprimés [1, 80].

Les prévisions théoriques sont cependant encore assez dispersées [81]. De plus, les résultats de RHIC ont montré que la densité du milieu est en fait assez haute pour générer statistiquement un nombre important de paires $c\bar{c}$, et que la recombinaison en quarkonium de certains de ces quarks au moment de l'hadronisation (la "régénération"), contrebalance la baisse anticipée du nombre de charmonia [82]. Cette observation est confirmée au LHC [83], et la dépendance des divers résultats en p_\perp et en rapidité, ainsi que les observations dans les systèmes "froids" $\mathbf{p-A}$, ne sont pas encore suffisamment comprises pour extraire des informations sur la température.

Un second exemple est le spectre en énergie des photons thermiques, composante à basses impulsions (en-dessous de quelques GeV) émise lors de l'interaction entre eux des constituants thermalisés du milieu¹ (partoniques ou hadroniques) : il permet d'obtenir une estimation de la température du milieu au moment de l'émission de ces photons, par le biais de l'inverse de la pente du spectre. Ces photons étant émis tout au long du refroidissement de la boule de plasma, l'estimation obtenue est en réalité celle de la température moyennée pendant toute l'évolution.

L'interprétation habituelle des valeurs expérimentales obtenues à RHIC (221 ± 27 MeV [85]) et à LHC (304 ± 58 MeV [86-88]) situe la température initiale du milieu sans ambiguïté bien au-delà de la température de transition de phase suggérée par LQCD. Cependant, des travaux théoriques essayant de reproduire les spectres expérimentaux [89,90] ont montré que la pente inverse du spectre de photons thermiques est en réalité dominée par les émissions tardives, et ne permet donc pas de tirer de conclusion directe quant à la température du QGP obtenu. D'autres travaux [84] montrent la difficulté de reproduire les spectres par un modèle du fait de la mauvaise connaissance du temps d'équilibration du système.

3.2 Equation d'état et caractéristiques du milieu

L'équation d'état de la matière formant le milieu, qu'il soit sous forme hadronique ou partonique, est déterminée en observant les caractéristiques des mouvements collectifs.

Le milieu étant placé dans le vide, la différence de pression engendre une poussée radiale. Dans les collisions non centrales, la forme de recouvrement des noyaux en collision est en amande, comme l'illustre la figure II.3. Le gradient de pression supérieur dans la direction in-plane (la direction du paramètre d'impact, définissant avec l'axe du faisceau le "plan de réaction") par rapport à la direction out-of-plane (perpendiculaire, dans le plan transverse) résulte, s'il existe une collectivité, en une poussée supérieure dans la direction du paramètre d'impact.

Les propriétés de collectivité sont étudiées par le biais de la décomposition harmonique de la distribution azimutale des particules (identifiées ou non) d'un intervalle d'impulsions transverses donné. On peut ainsi écrire [91], en notant $\varphi - \Psi_{RP}$ l'angle de l'impulsion d'une particule par rapport au plan de réaction (RP) :

$$\frac{dN}{d\varphi} \propto 1 + \sum_{n=1}^{+\infty} 2v_n \cos(n(\varphi - \Psi_{RP})) \quad (\text{II.5})$$

1. Dans la phase partonique, les processus dominants sont les processus QCD de diffusion Compton et annihilation de quarks présentés en figure II.9 p. 20. Dans la phase hadronique, ce sont les processus $\pi\pi \rightarrow \rho\gamma$, $\pi\rho \rightarrow \pi\gamma$ et $\rho \rightarrow \pi\pi\gamma$ [84].

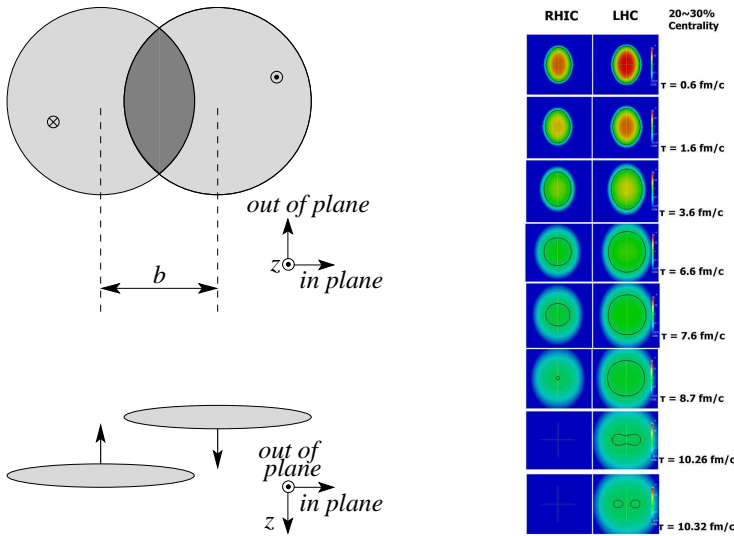


FIGURE II.3 – **Gauche** : schéma de deux noyaux en collision selon un paramètre d’impact b , vue de côté (bas) et vue dans le plan transverse (haut). **Droite** : évolution de la boule de plasma vue dans le plan transverse au cours du temps selon une simulation hydrodynamique [96].

Les coefficients v_n de cette décomposition en série de Fourier s’écrivent alors comme une moyenne sur les particules d’un événement ¹ :

$$v_n = \langle \cos (n (\varphi - \Psi_{RP})) \rangle \tag{II.6}$$

La forme en amande d’une collision non centrale résulte donc en un coefficient v_2 non nul, dont la mesure en fonction de l’impulsion pour différents types de particules permet d’obtenir des informations sur la collectivité.

La QCD sur réseau prédit, à haute température, une saturation des variables thermodynamiques à une valeur proche de la limite de Stefan-Boltzman [97]. Avant RHIC, ce constat plaidait pour un comportement du QGP similaire à celui d’un gaz parfait, sans interactions entre les constituants, comme le suggère la liberté asymptotique de QCD à haute énergie. Les résultats de RHIC [67–70] (cf. FIG. II.4) ont montré que pour le milieu produit, dont la température n’excède pas de beaucoup la température critique, les constituants du milieu sont en réalité en forte interaction entre eux. Leur libre parcours moyen très inférieur à la taille du système donne ainsi au QGP des propriétés plus proches de celles d’un liquide, très bien décrites d’ailleurs par les modèles hydrodynamiques.

L’efficacité de la transformation de l’excentricité spatiale initiale (ε_n) en une excentricité d’impulsions (v_n) étant d’autant meilleure que la viscosité est faible, il est possible de mesurer cette dernière indirectement [98, 99] (cf. FIG. II.4). L’application des modèles hydrodynamiques visqueux aux données de RHIC et LHC montre ainsi que le rapport η/s de la viscosité de cisaillement sur la densité volumique d’entropie est plus faible que celui de n’importe quel autre fluide connu [96, 100], ce qui vaut au QGP son qualificatif de “fluide parfait”².

En outre, la limite basse de $\eta/s = \frac{1}{4\pi} \frac{\hbar}{k_B}$ obtenue pour des théories à couplage élevé [100] est compatible avec la valeur mesurée expérimentalement [3, 24, 98, 99]. La valeur de η/s pour le QGP reste difficile à calculer théoriquement, mais des approches soit dans le domaine perturbatif [104] soit sur réseau sans fermions [105] convergent vers des valeurs à peine supérieures à la limite conjecturée.

Notons que les calculs hydrodynamiques, bien qu’ils produisent des résultats très différents pour des équations d’état partonique et hadronique [106], ne sont pas suffisamment sensibles à l’équation d’état utilisée pour que les données actuelles permettent de distinguer entre différents calculs d’équations d’état partoniques par LQCD [23]. Ils permettent néanmoins, comme on voit, d’accéder aux propriétés du milieu et de les comparer avec celles prédites, et semblent confirmer, comme le montre la figure II.5, que l’équation d’état du QGP à potentiel chimique baryonique nul ressemble fort à celle donnée par LQCD [44]. On peut également remarquer qu’un effort a démarré pour vérifier si, dans la région des hautes températures (couplage plus faible), l’équation d’état calculée par LQCD et les approches perturbatives sont en accord [107, 108].

Un avantage inattendu de la faiblesse des phénomènes dissipatifs révélée par la valeur de la viscosité est qu’elle permet d’utiliser les v_n pour remonter à la connaissance des fluctuations de l’état initial, l’information n’étant pas perdue. Avec l’amélioration des mesures, les profils de densité symétriques utilisés pour l’état initial des calculs hydrodynamiques ont donc été remplacés par des descriptions événement-par-événement, dont les fluctuations sont réglées de manière à reproduire les résultats expérimentaux. Le travail actuel s’est ainsi déplacé vers l’amélioration des connaissances et de la prise en compte de l’état initial et de la phase de pré-équilibre.

1. Pour l’évolution des méthodes de mesure, voir par exemple [91–95].

2. La référence [101] pointe le fait que l’on parle ici du rapport η/s pour qualifier la viscosité, mais que sa petitesse pourrait n’être due qu’à la densité d’entropie élevée et non à la valeur intrinsèque de η .

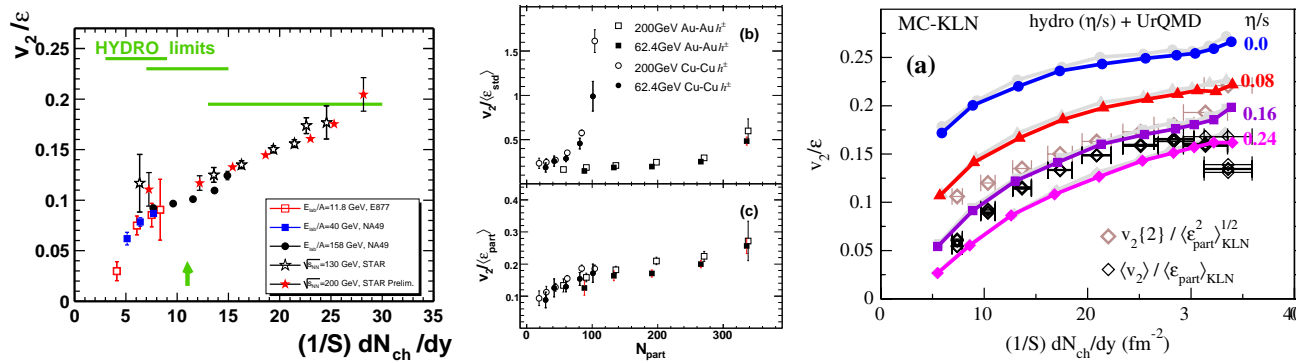
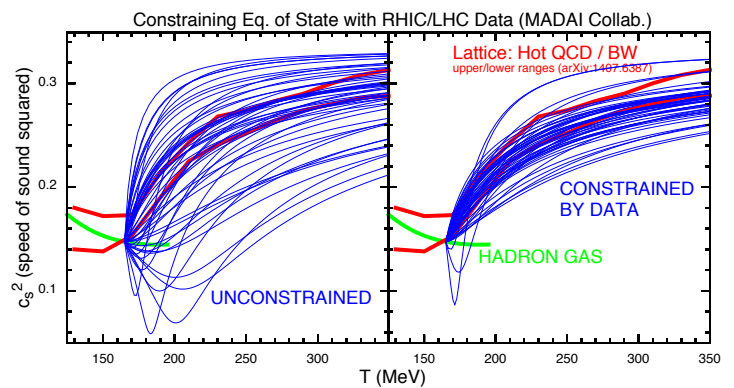


FIGURE II.4 – Evolution avec le temps des connaissances sur le comportement collectif de la matière déconfinée. **A gauche** (2003) : v_2 normalisé par l'excentricité en fonction de la densité de particules chargées par unité de surface transverse : à RHIC, la limite de l'hydrodynamique idéale est atteinte pour la première fois [102]. **Au milieu** (2006) : le rôle majeur des fluctuations de l'état initial est illustré par l'observation d'une grande différence de $v_2/\langle \epsilon \rangle$ entre des collisions Au-Au et Cu-Cu si l'on utilise l'excentricité géométrique ϵ_{std} , différence qui disparaît si l'on utilise l'excentricité due aux nucléons qui participent réellement à la réaction ϵ_{part} [103]. **A droite** (2012) : le rapport viscosité de cisaillement sur densité d'entropie préféré par les données est proche de la limite conjecturée $1/4\pi$ [99].

FIGURE II.5 – Paramètre décrivant l'équation d'état du QGP (vitesse de propagation d'une onde acoustique [109]) : en rouge gras, la bande dans laquelle se situent les prévisions actuelles de LQCD. En bleu, ensemble d'équations d'état choisies arbitrairement, contraintes aux deux extrêmes ($T = T_c$ et $T = +\infty$) par LQCD et pQCD respectivement, sans (gauche) et avec (droite) contraintes des données expérimentales [40, 44].



3.3 Interaction entre un parton énergétique et le milieu

Les estimations donnent une densité d'énergie ϵ atteinte dans les collisions d'ions lourds à RHIC entre 2 et 30 GeV/fm^3 [71, 110]. La proportionnalité de ϵ avec T^4 d'après LQCD [97] implique des valeurs plus élevées à LHC, s'il se confirme que la température atteinte est plus haute. Bien que l'écart entre les deux limites citées soit grand, la borne inférieure de l'estimation reste plus de 10 fois plus élevée que la densité d'énergie de la matière nucléaire normale ($0,15 GeV/fm^3$).

Cette densité d'énergie élevée ainsi que la forte interaction entre les constituants du milieu résultent en une perte d'énergie des partons issus des processus durs "QCD". L'étude de la manière dont cette énergie est perdue, de sa redistribution et de la réaction du milieu permettent de mieux connaître ce dernier et de confronter les résultats aux calculs théoriques.

La présence réduite de particules de haute impulsion dans l'état final d'une collision A-A par rapport à N_{bin} collisions p-p indépendantes, ainsi que la disparition de l'un de jets dans les processus durs "di-jets", ont été observées dès le démarrage de RHIC, confirmant la forte interaction des partons durs avec les composants du QGP (cf. FIG. II.6, gauche).

Il est étonnant de constater au LHC que non seulement l'atténuation de la quantité de particules de haute impulsion se maintient jusqu'aux plus hautes énergies qui ont pu être observées (jets de 400 GeV [114]), mais en plus la quantité d'énergie perdue reste non négligeable devant l'énergie initiale du parton puisque l'asymétrie $A_J = (E_{\perp 1} - E_{\perp 2}) / (E_{\perp 1} + E_{\perp 2})$ entre les énergies transverses de deux jets produits dos-à-dos dans le même processus peut atteindre 0,5 pour une énergie $E_{\perp 1}$ au-delà de 100 GeV [112] (cf. FIG. II.6, milieu).

Les premières analyses détaillées ont vu le jour, et l'étude de la modification de la composition du jet semblait montrer que l'hadronisation du cœur de la gerbe partonique s'effectue comme dans le vide, tandis que l'énergie perdue par le parton est récupérée à très basses impulsions (moins de quelques GeV/c), et surprenamment loin de l'axe du jet [113] (cf. FIG. II.6, droite).

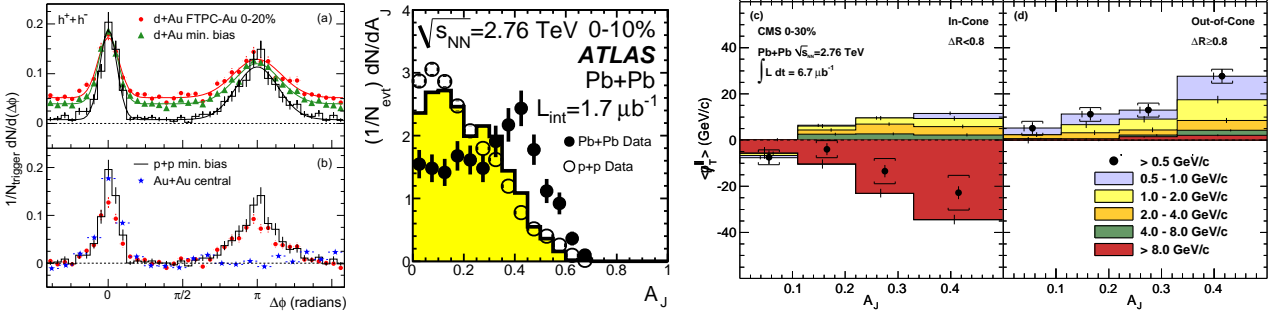


FIGURE II.6 – Evolution avec le temps des connaissances sur l’interaction parton dur / matière déconfinée. **A gauche** (2003) : disparition du jet opposé à la particule-trigger dans les collisions noyau-noyau [111]. **Au milieu** (2010) : un parton de plus de 100 GeV peut perdre plus de la moitié de son énergie dans le milieu [112]. **A droite** (2011) : l’énergie perdue par le parton se retrouve à grands angles et à des impulsions inférieures à 2 GeV/c [113].

Cette redistribution à grand angle est conforme avec une simple diffusion dans le milieu des gluons rayonnés à basse énergie par le parton dur : leur temps de formation étant très bref, ils peuvent subir de nombreuses interactions et être ainsi diffusés à grands angles [115]. Cette interprétation explique également pourquoi le parton semble être peu dévié par rapport à son impulsion initiale [112], les gluons mous étant initialement émis à petits angles.

La réalité est cependant plus complexe [47, 48], mais, comme pour l’hydrodynamique, les coefficients de transport permettent de caractériser l’interaction en moyennant les variations de gerbe à gerbe. Ils peuvent donc être utilisés pour comparer les modèles entre eux. Le coefficient \hat{q} par exemple est le moment d’ordre 2 de la distribution de probabilité $P(k_{\perp}, L)$ du moment transféré transverse à l’axe du jet k_{\perp} , pour une longueur traversée L [48] :

$$\hat{q} = \frac{1}{(2\pi)^2 L} \int k_{\perp}^2 P(k_{\perp}, L) d^2 k_{\perp} \quad (\text{II.7})$$

Le calcul du coefficient $C(q_{\perp})$ apparaissant dans l’expression

$$\frac{dP(k_{\perp}, L)}{dL} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int C(q_{\perp}) (P(k_{\perp} - q_{\perp}) - P(k_{\perp})) d^2 q_{\perp} \quad (\text{II.8})$$

est montré dans la figure II.7 pour des approches perturbatives d’une part et sur réseau d’autre part : comme on le voit, disposer de mesures expérimentales aussi détaillées serait utile ici. Pour l’heure, les modèles utilisés s’attellent à reproduire les résultats de LHC [117–121], et semblent converger vers des valeurs de \hat{q} de l’ordre de 1 à 2 GeV²/fm, un à deux ordres de grandeur au-dessus de celles de la matière nucléaire froide [48, 56].

La stratégie à suivre peut donc être la même que ce qui a fonctionné pour l’hydrodynamique : avoir le panel le plus large possible d’observables différentielles et les comparer aux modèles de manière systématique [48], pour comprendre précisément l’influence du milieu sur la fragmentation. Ces mesures ont démarré lors de la première période de prise de données au LHC. Certaines des observables utilisées sont présentées dans le paragraphe suivant (d’autres références pourront être trouvées au § V-3), dont l’une en particulier est l’objet de cette HDR : les corrélations photon-hadrons.

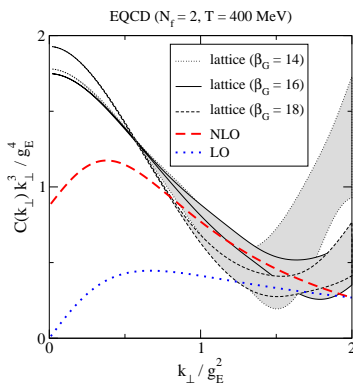


FIGURE II.7 – Coefficient $C(k_{\perp})$ (voir texte) calculé sur réseau avec différentes tailles de maille, et de façon perturbative [116].

4 Motivations pour une analyse de corrélations photon-hadrons

Après les rapides progrès dans la connaissance du comportement hydrodynamique du milieu, un des sujets qui requiert actuellement que l'on s'y intéresse est donc la compréhension de l'interaction des partons durs avec ce milieu. L'analyse présentée dans cette HDR se plaçant dans ce cadre, différentes observables permettant ce type d'étude sont détaillées ci-dessous.

4.1 Observables

Le rapport de modification nucléaire, simple et peu gourmand en statistique, se définit comme le rapport entre le taux de production d'une particule à une impulsion donnée dans le système **A-B** par rapport au taux de production en **p-p**, normalisé par le nombre de collisions dures ayant lieu dans le système **A-B** :

$$R_{A-B}(p_{\perp}) = \frac{dN_{A-B}/dp_{\perp}}{\langle N_{bin} \rangle dN_{p-p}/dp_{\perp}} \quad (\text{II.9})$$

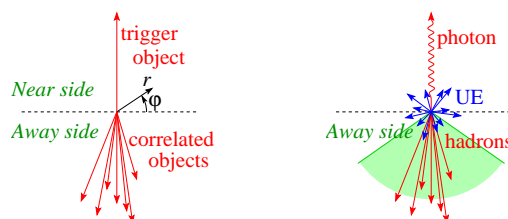
avec $\langle N_{bin} \rangle$ le nombre moyen de collisions binaires (dures) lors d'une collision **A-B**.

Selon l'objectif recherché, les taux de production peuvent être ceux de particules identifiées ou non, ou bien de jets. Un R_{A-B} différent de 1 trahit la présence d'effets nucléaires qualifiés de "chauds" lorsqu'ils sont imputés au QGP, le R_{A-B} égal à 1 des bosons électrofaibles permettant de s'assurer que la normalisation est correcte [122, 123].

Bien que l'on puisse d'une certaine manière en extraire une perte d'énergie en fonction de l'impulsion [124], le R_{A-B} est une observable intégrée sur l'énergie des processus et sa capacité à discriminer différents modèles est donc modeste [124–126]. Au détriment de la statistique, on peut donc essayer d'identifier formellement les processus durs comme tels, afin d'étudier la modification par le milieu de la distribution en impulsion des particules résultant de l'hadronisation du parton [49, 127, 128] (fonction de fragmentation $D(z)$), de leur distribution angulaire par rapport à l'axe du jet [49, 129] (fonction $\rho(r)$) ou des deux, sous la forme d'un binning bi-dimensionnel [130].

Une première manière de le faire est de reconstruire des jets. Une autre manière est de corrélérer des objets d'un même événement, en observant une catégorie d'objets (particules, jets) par rapport à un autre objet dit "trigger", servant de référence aussi bien en énergie qu'en position angulaire dans le plan transverse (*cf.* FIG. II.8). Les processus à Leading Order (LO) étant dominants, les impulsions des deux particules dans la voie de sortie du processus dur sont opposées. Lorsque l'objet-trigger considéré est un simple hadron, il est admis qu'il provient d'un processus dur dès lors que son impulsion dépasse quelques GeV et qu'il est la particule de plus haute énergie de l'événement ("leading"). L'angle solide autour de l'objet-trigger est appelé "near side", celui situé à l'opposé est appelé "away side".

FIGURE II.8 – Illustration dans le plan transverse du principe des corrélations. **Gauche** : schéma de principe dans le cas général. **Droite** : situation pour une analyse de corrélations photon-hadrons.



Lorsque l'objet-trigger provient d'une particule colorée, cette dernière a soit interagi avec le milieu en traversant une certaine épaisseur de QGP, et n'est alors pas une référence fiable de l'énergie réelle du processus dur, soit provient de la surface (avec une émission des deux partons plutôt tangentielle), ce qui introduit un biais sur la distribution des endroits où ont eu lieu les collisions dures, et donc sur l'épaisseur de milieu traversée par le parton opposé.

Ce "surface bias" n'est pas facilement intégré dans les modèles, bien que sa déconvolution puisse se faire au niveau théorique. L'utilisation de particules neutres de couleur comme trigger permet de s'en affranchir et de disposer d'une vraie référence pour l'énergie du parton, puisque le milieu leur est transparent¹, mais au prix d'une moindre statistique collectée. Nous utiliserons dans ce travail le photon, qui est associé à Leading Order aux processus illustrés en figure II.9.

Du côté opposé, les objets associés peuvent être de simples particules dans une tranche de p_{\perp} , un ensemble de hadrons, ou un jet. L'intérêt d'utiliser un jet est, outre que l'on peut en reconstruire l'énergie totale, qu'il s'agit d'un objet bien connu aux niveaux théorique et expérimental. Cependant, dans les collisions

1. On peut objecter que le photon est sensible à l'interaction électromagnétique, mais [122, 123] ont montré que le R_{AA} des photons directs vaut 1.



FIGURE II.9 – Diagrammes LO pour la production de photons directs; de gauche à droite : diffusion Compton $qg \rightarrow \gamma q$ (voies s et u), et annihilation de quarks $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ (voies t et u).

noyau-noyau, les jets produits se superposent à l’ensemble des particules produites par les nombreuses collisions molles dans le milieu (l’événement sous-jacent, ou underlying-event, UE). La quantité d’énergie uniquement due à l’UE présente dans un cône (utilisée pour la reconstruction de jets) de taille réduite comme 0,2 radians est de 25 GeV en moyenne [131], ce qui rend très difficile la reconstruction fiable de jets pour des énergies inférieures à 50 GeV dans l’environnement à haute multiplicité des collisions noyau-noyau [132].

Une corrélation avec des hadrons (dans la suite, h), en évitant une reconstruction formelle d’un jet, permet donc d’explorer des processus d’énergie plus faible, typiquement de 10 à 50 GeV. C’est cette voie des corrélations photon-hadrons “ γ - h ”, proposée il y a 20 ans [133], que nous avons choisie pour le travail exposé dans le chapitre IV de ce document.

On peut noter que les corrélations azimutales permettent également de mesurer la dépendance angulaire de la distribution en p_{\perp} des hadrons, et donc par exemple de sonder la réaction du milieu au passage d’un parton de grand p_{\perp} . Des références détaillant d’autres observables seront données au § V-3.

4.2 Quelle place pour une mesure de corrélations γ - h dans ALICE ?

La perte d’énergie des partons dans le QGP a été à présent extensivement explorée à différents $\sqrt{s_{NN}}$, par le biais d’observables telles que le R_{AA} pour une large gamme de particules identifiées contenant toutes les saveurs de quarks, ou telles que les corrélations entre hadrons ou jets.

Une fonction de fragmentation est mesurée sous la forme de la distribution en z des hadrons constituant un jet :

$$D(z) = \frac{1}{N_{jet}} \frac{dN_h}{dz} \quad \text{avec} \quad z = \frac{\vec{p}_{\perp}^h \cdot \vec{p}_{\perp}^{jet}}{|\vec{p}_{\perp}^{jet}|^2} = \frac{p_{\parallel}^h}{p_{\perp}^{jet}} \quad (\text{II.10})$$

où l’on note \vec{p}_{\perp}^h l’impulsion transverse de chaque hadron, et p_{\parallel}^h la composante de son impulsion transverse selon l’axe du jet dans le plan transverse. La perte d’énergie du parton dur et sa redistribution devraient résulter en une diminution à hauts z de la fonction de fragmentation du parton dans le milieu par rapport au vide, et une augmentation à petits z , comme le montre la figure II.10 (gauche).

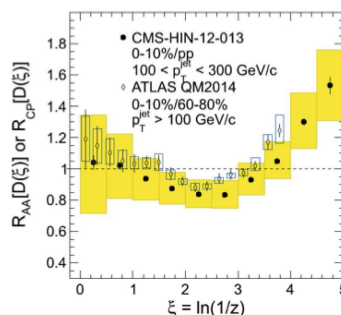
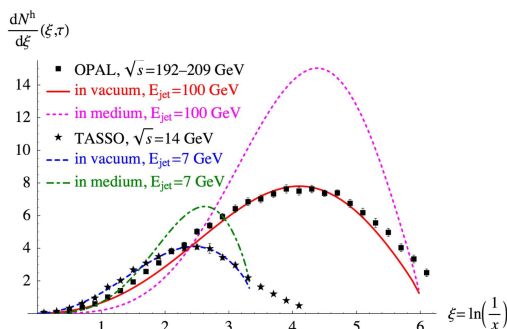


FIGURE II.10 – **Gauche** : modification de la fonction de fragmentation par le milieu selon un modèle [127]. ξ valant $\ln(1/z)$, les petits z sont à hauts ξ . **Droite** : rapport des fonctions de fragmentation en Pb-Pb central, par rapport à Pb-Pb périphériques (ATLAS) ou à p-p (CMS) [44].

La mesure de la modification de la fonction de fragmentation dans les collisions noyau-noyau a déjà été faite par ATLAS [134] et CMS [135], sous la forme de la mesure du rapport des fonctions $D(z)$ en collisions A-A centrales et p-p (ou A-A périphériques) présenté en figure II.10 (droite). Un excès en A-A à petits z et un défaut à z plus élevés sont clairement visibles¹.

Sans remettre en cause l’utilité de cette mesure, qui pose un certain type de contraintes sur les modèles et dispose plus facilement d’une grande statistique de données, ces distributions utilisent l’énergie du jet reconstruit (donc, en A-A, ayant subi l’effet du milieu) au dénominateur². La référence [136] montre que la définition d’une fonction de fragmentation en utilisant, au lieu de l’énergie du jet reconstruit, l’énergie d’un

1. Le possible excès observé à très grands z peut être un effet mécanique dû à l’utilisation de l’énergie du jet reconstruit dans le dénominateur de la fonction de fragmentation [136].

2. PHENIX avait démontré par ailleurs que les corrélations hadron-hadron ne pouvaient pas être utilisées, à cause de l’influence de la fonction de fragmentation du parton côté trigger [137].

photon émis du côté opposé lors du processus, donne un rapport des fonctions de fragmentation plus facilement interprétable.

Dans ce but, une analyse des corrélations photon-hadrons a été développée à STAR [138, 139] et PHENIX [140] et l'étude des corrélations photon-jet a commencé dans ATLAS et CMS aux énergies au-delà de 60 GeV [141]. Si la plus grande taille et la durée de vie plus longue de la boule de plasma à LHC motive une étude à plus haut $\sqrt{s_{NN}}$ que RHIC, l'exploitation complète de l'espace des observables nécessite cependant de pouvoir descendre également à des énergies du processus dur bien plus basses que celles sondées par ATLAS et CMS afin de sonder un régime différent.

Grâce au fait que ALICE soit conçue pour ces énergies plus basses, il est envisageable d'y aborder ce type de mesure. Bien que le trajectomètre de l'expérience soit un détecteur lent, la section efficace plus élevée du processus à basse énergie, les triggers dédiés et les upgrades prévus du trajectomètre rendent l'accumulation de statistique faisable. D'autre part, le remplacement des corrélations γ -jet par des corrélations γ -hadron, nécessaire à basse énergie, est rendu possible par le fait qu'il a été montré que le milieu n'induit pas de déviation de l'axe du jet [112, 141]. Le simple comptage de particules dans un cône dont l'axe serait défini par la direction du photon au lieu de celle du jet ne devrait donc pas souffrir de biais.

Outre le fait de sonder une énergie plus basse des processus, une autre motivation pour faire cette mesure dans ALICE est que, puisqu'il a été montré que l'énergie perdue par un parton dur se retrouve à bas p_{\perp} [113], la très bonne efficacité de reconstruction des traces du trajectomètre jusqu'à des impulsions aussi basses que 150 MeV/c permet un regard unique sur la composition des jets à ces très basses impulsions, et donc sur le résultat de l'interaction du parton avec le milieu.

Ainsi, les mesures de STAR+PHENIX (5–20 GeV, à plus bas $\sqrt{s_{NN}}$), ALICE (10–25 GeV) et ATLAS+CMS (> 50 GeV) fournissent une vision complémentaire de la perte d'énergie d'un parton traversant le milieu.

Chapitre III

Calorimétrie dans ALICE

– (...) no mangjavin mai pan e fione!
– Mi ricuardi jo che o jeri grande cuant che o ai mangjât il prin toc di pan e chel savôr no podarài mai dismenteâlu.

– (...) on mangeait jamais de pain, ma fille!
– Moi j'me souviens que j'étais grande quand j'ai mangé mon premier bout de pain, et son goût je pourrai jamais l'oublier.

Anita Salvador
I nonni raccontano –
par no dismenteâ
(2014)

Dialecte de Teor (province de Udine). Interview en 1983 de deux sœurs dont l'une est née en 1894.

Dans ce chapitre, l'expérience ALICE, et plus particulièrement le calorimètre utilisé pour les mesures présentées dans ce document, sont décrits dans les sections III-1 et III-2. La calibration du calorimètre est grossièrement réalisée en trois étapes : une pré-calibration avec des muons cosmiques (§ III-3), et une calibration plus précise avec les données de l'expérience (§ III-4), suivie d'un réajustement des hautes tensions appliquées sur les canaux (§ III-5).

1 L'expérience ALICE

1.1 Composition générale de l'expérience

Une présentation générale de l'expérience et de ses capacités peut être trouvée dans [12, 142]. Les détecteurs composant l'expérience ALICE peuvent être regroupés dans les catégories suivantes :

- ceux qui assurent un rôle de déclenchement (ZDC, T0, V0) ;
- les détecteurs focalisés sur les muons à haute rapidité (chambres de tracking et trigger) ;
- le tonneau central qui assure à la fois trajectométrie et identification (ITS, TPC, TRD, TOF) ;
- les calorimètres électromagnétiques PHOS d'une part, et l'ensemble EMCAL+DCAL d'autre part ;
- les détecteurs dédiés à d'autres observables spécifiques (FMD, PMD, HMPID).

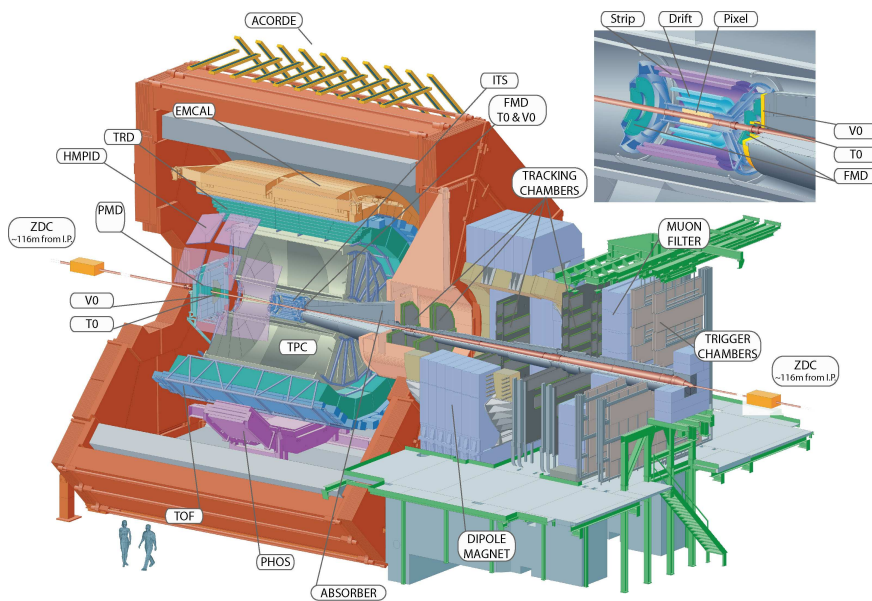


FIGURE III.1 – Schéma illustrant les différents détecteurs composant l'expérience ALICE. En haut à droite : vue détaillée du centre de l'expérience, avec les trois détecteurs Silicium composant l'ITS.

Outre le système de trajectographie à rapidité centrale détaillé ci-dessous, le détecteur principal utilisé pour l'analyse présentée ici est le calorimètre électromagnétique "EMCAL+DCAL" (considéré comme un seul

détecteur¹⁾, qui fait l’objet d’une section dédiée (§ III-2). Les calorimètres et le système de trajectographie sont symétriques par rapport au plan de pseudo-rapacité nulle.

Des outils software comme le “track-matching” établissent le lien entre les différents détecteurs, par exemple entre calorimètres et trajectographes en associant (ou non) un signal dans le calorimètre à une trace de particule chargée.

1.2 Système de trajectographie et d’identification des particules

Le système central de trajectographie couvre grossièrement les pseudo-rapidités comprises entre -1 et 1, avec une couverture complète en azimuth. L’ensemble de ces détecteurs est placé dans un champ magnétique uniforme de 0,5 T orienté selon l’axe du faisceau, induisant une courbure des traces dans le plan transverse dont la mesure permet de connaître l’impulsion.

Le détecteur principal du central barrel est la chambre à projection temporelle (TPC), qui permet la détection de traces créées par les particules chargées π - K - p - e - μ à partir de 0,15 GeV/c d’impulsion transverse p_{\perp} . Les 159 points d’échantillonnage donnent une mesure précise de la perte d’énergie moyenne d’une particule, avec une discrimination possible jusqu’à des p_{\perp} d’environ 1 GeV/c. Les noyaux lourds sont identifiés sans difficulté, et les électrons peuvent être séparés des hadrons dans la remontée relativiste, à partir de 3 GeV/c.

Dans le volume limité par le rayon interne de la TPC (85 cm) prennent place 6 couches de détecteur Silicium (l’ITS, Inner Tracking System), de trois technologies différentes afin de minimiser les coûts en tenant compte des exigences de granularité et de taux d’occupation imposées par les collisions Pb-Pb. On trouve, du centre vers l’extérieur :

- deux couches de pixels (SPD) à 3,9 et 7,6 cm du faisceau ;
- deux couches de détecteur à dérive (SDD) à 15 et 24 cm ;
- deux couches de détecteur à strips (SSD) à 38 et 43 cm.

De l’ensemble de ces sous-détecteurs résulte une trajectographie avec une résolution sur la distance transverse au vertex primaire inférieure à 75 μm au-delà du GeV/c, ce qui permet d’identifier les vertex déplacés des décroissances par interaction faible (hadrons étranges, charmés et beaux).

A l’extérieur de la TPC, mais toujours devant les calorimètres, un détecteur à rayonnement de transition (TRD) assure par 6 points de mesure la discrimination entre électrons et hadrons pour des p_{\perp} jusqu’à une dizaine de GeV/c, et un détecteur de temps de vol (TOF) permet d’étendre les capacités d’identification des particules jusqu’à des impulsions transverses de l’ordre de 4 GeV/c.

2 Le calorimètre électromagnétique EMCAL

Le calorimètre PHOS, conçu pour l’étude des photons thermiques et directs (*cf.* § IV-3.1), a une granularité très fine de $0,0048 \times 0,0048$ radians, ce qui lui permet de différencier les photons issus de la décroissance de mésons neutres des autres photons jusqu’à des énergies élevées. La technique coûteuse des cristaux de tungstate de Plomb, utilisée pour obtenir une bonne résolution en énergie, se paye au prix d’une acceptation réduite, de $\pm 0,12$ en η et 100° en φ , qui ne nous permet pas de l’utiliser pour l’analyse présentée dans ce manuscrit.

La construction d’un calorimètre de plus grande acceptation, EMCAL d’abord, puis l’extension DCAL de conception identique, a donc été planifiée (respectivement vers 2000 et 2009, les mises en service respectives ayant eu lieu en 2010-2011 et 2015), pour fournir non seulement une identification des photons et électrons, mais aussi la détection d’une partie de la composante neutre des jets et un système de trigger. Les détails techniques peuvent être trouvés dans [143–146]

2.1 Caractéristiques techniques du détecteur

La technique de calorimétrie utilisée dans l’ensemble de calorimètres EMCAL+DCAL est la mesure de l’énergie par échantillonnage. Comme l’illustre la figure III.2, les unités de lecture (les tours) sont constituées d’un empilement de 76 couches de 1,44 mm de Plomb et 77 couches de 1,76 mm de plastique scintillant, séparées par une feuille de papier pour diffuser la lumière générée.

Les photons et électrons incidents interagissent électromagnétiquement avec le matériel, développant une réaction en chaîne qui alterne photoconversions ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) et bremsstrahlung ($e \rightarrow e\gamma$), appelée “gerbe électromagnétique”. Les sections efficaces d’interaction étant bien plus élevées dans le Plomb que dans le plastique, la technique employée permet d’obtenir un détecteur compact, au détriment cependant de la résolution

1. Pour alléger l’écriture, la notation EMCAL ou le mot “calorimètre” pourront désigner l’ensemble “EMCAL+DCAL” lorsque cela aura un sens, et le mot “calorimètre” employé seul et au singulier ne désignera jamais PHOS. De plus, l’expérience ne comportant pas de calorimètre hadronique, j’omettrai souvent le qualificatif “électromagnétique”.

en énergie, puisque seule la traversée du plastique scintillant par les électrons de la gerbe génère la lumière qui sera ensuite mesurée.

L'ensemble de l'empilement est traversé par 36 fibres optiques qui acheminent cette lumière générée vers une photodiode à avalanche (APD).

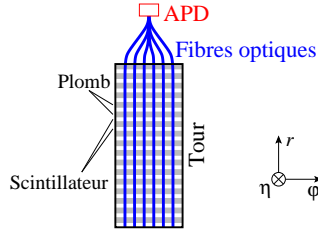


FIGURE III.2 – Schéma en coupe d'une tour : alternance des 153 couches de Plomb et plastique scintillant, traversées par les fibres optiques, qui amènent le signal lumineux à la photodiode.

Les tours vues du point d'interaction ont une dimension $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,0143 \times 0,0143$ radians en $y = 0$, soit une largeur de 6 cm. Elles sont groupées par 2×2 en unités appelées “modules”, lesquels sont assemblés linéairement par 12 pour former un stripmodule. Pour assurer une géométrie approximativement projective en z , les stripmodules sont tournés chacun de $1,5^\circ$ par rapport à son voisin afin que tous pointent vers le centre de l'expérience (cf. FIG. III.4 p. 27). Les ensembles qui sont ensuite insérés dans l'expérience s'appellent supermodules, et comportent 24 stripmodules pour EMCAL, 16 pour DCAL, qui doit laisser la place pour PHOS en son milieu.

Un signal lumineux peut être généré sur commande par des diodes électroluminescentes (DEL, ou LED) et acheminé par des fibres optiques jusqu'au centre de chaque module, ce qui permet de suivre les variations temporelles de gain de chaque tour en excitant les APD sur demande.

Au total, les $10 + 2 \times 1/3$ supermodules d'EMCAL couvrent une acceptation de 107° en φ et de $\pm 0,7$ en η . Les $6 + 2 \times 1/3$ supermodules de DCAL couvrent, si l'on tient compte de la présence de PHOS au milieu, la même acceptation en pseudorapacité, et un angle de 67° en φ . La différence d'azimut entre le centre de DCAL et celui d'EMCAL est de 160° , c'est-à-dire que ces deux détecteurs sont placés grossièrement face à face.

L'épaisseur du calorimètre est de $20,1 X_0$, ce qui permet de contenir l'intégralité des gerbes électromagnétiques de photons et électrons jusqu'à 100 GeV.

2.2 De la gerbe au signal

La conversion en signal électrique de la lumière générée est faite par la photodiode (APD) vers laquelle convergent les fibres optiques qui traversent la tour. Le gain d'un APD dépend de la haute-tension U qui lui est appliquée selon une fonction exponentielle de la forme :

$$g(U) = A + Be^{kU} \quad (\text{III.1})$$

Les paramètres A , B et k varient fortement d'un APD à l'autre, et sont donc notés (A_i, B_i, k_i) . La valeur de ces paramètres est déterminée par un ajustement de la fonction $g(U)$ sur les amplitudes reconstruites par les cartes électroniques “front end” (FEC) des signaux dus à une illumination par les LED, à différentes valeurs de haute-tension. On fera dans la suite référence à cette procédure sous le terme “LED high voltage scan”. On dénote par ailleurs $V_{30,i}$ la tension telle que $g(V_{30,i}) = 30 g(0) \simeq 30 A_i$ (B étant petite devant A).

Le gain d'un APD dépend également de la température, selon un coefficient $\frac{1}{g} \frac{dg}{dT}$ propre à chaque photodiode et compris entre -1,5 et -3,5 %/K [147–150].

La charge générée par les APD est ensuite intégrée par un préamplificateur, dont le signal est mis en forme avant d'être numérisé. La dynamique de 10 bits permet de couvrir l'intervalle $[0,016 ; 250]$ GeV par le biais de deux canaux, bas gain et haut gain. Dans la pratique, une coupure hardware à 3 ADC est faite, et l'énergie minimale des tours utilisées dans les analyses est ainsi fixée à 50 MeV.

2.3 Système de déclenchement

Le déclenchement de l'acquisition des signaux des détecteurs est fait par un signal généré par l'un ou plusieurs d'entre eux. On distingue l'enregistrement de collisions comportant un signal potentiellement intéressant et rare selon certains critères (données “triguées”) de celles “tout venant”, appelées données de biais minimum, ou minimum bias.

Le biais minimum du déclenchement est obtenu lorsque l'on requiert l'enregistrement de toute collision donnant le moindre signal dans l'un quelconque des détecteurs. En pratique, tous les détecteurs ne peuvent pas fournir un signal de déclenchement, et plusieurs fournissent une information redondante quant à la présence de

particules. La sélection d'événements minimum bias est donc faite par une combinaison d'informations provenant des détecteurs à haute rapidité et éventuellement du SPD [142].

Pour obtenir des sélections plus sophistiquées, le calorimètre peut être utilisé. Plusieurs niveaux sont définis, selon le temps alloué aux algorithmes pour retourner leur décision :

- Au niveau L0 (0,9 μ s), un signal est émis lorsqu'une zone de 2×2 modules a reçu une énergie supérieure à un seuil.
- Au niveau L1 (6,5 μ s), le temps devient suffisant pour s'affranchir à la fois des frontières des modules et de celles des supermodules. Pour le trigger "photon/électron", un signal est émis lorsqu'une quelconque zone de 4×4 tours a reçu une énergie supérieure à un seuil. Pour le trigger jet, la zone considérée est de 16×16 à 32×32 tours selon ce qui est souhaité [151, 152].
- Au niveau le plus élevé (HLT), le trigger peut être fait offline par une ferme de processeurs qui reconstituent les événements en parallèle avec des algorithmes simplifiés, permettant de corrélérer les informations de différents détecteurs et d'examiner des observables plus complexes. Ce niveau de trigger n'est pas utilisé pour ce qui est présenté dans ce manuscrit.

2.4 Mesure de l'énergie

La largeur d'une tour (6 cm), à comparer au rayon de Molière (3,20 cm) dans lequel 90 % de l'énergie de la gerbe est déposée, est telle qu'une gerbe électromagnétique génère un signal dans une petite dizaine de tours. Ces signaux sont regroupés en un ensemble appelé "cluster", de manière à reconstituer la forme du dépôt d'énergie et la quantité d'énergie totale déposée (cf. FIG. III.3). Il existe plusieurs manières de regrouper les signaux des tours en clusters : ici, les tours ayant un dépôt d'énergie supérieur à un seuil sont assemblées tant qu'elles sont adjacentes.

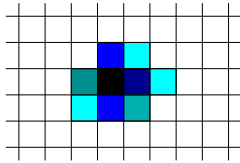


FIGURE III.3 – Schéma d'un possible cluster reconstruit à partir d'un dépôt d'énergie : chaque carré est une tour du calorimètre, et l'intensité de la couleur reflète l'amplitude du signal détecté par chaque tour.

La réponse en énergie du calorimètre a été étudiée par des tests sous faisceau, et est bien reproduite par la simulation [146, 153]. La linéarité de la réponse est très bonne entre 3 et 80 GeV. A plus haute énergie, les pertes de gerbe longitudinales (longitudinal shower leakage) deviennent visibles bien que modestes, et à basse énergie ce sont les effets de seuil, comme sur la transmission de lumière, qui apparaissent.

L'incertitude σ_E sur la mesure de l'énergie se décompose en trois termes :

- un terme proportionnel à l'énergie, appelé "terme constant" (car il est constant en incertitude relative), causé par la perte de l'énergie de la gerbe dans les zones non instrumentées (frontières entre les tours, limite longitudinale) et la calibration relative imparfaite des tours entre elles ;
- un terme en \sqrt{E} dit "stochastique", provenant des fluctuations de l'énergie déposée dans les zones actives et du nombre de photoélectrons collectés ;
- un terme indépendant de l'énergie, appelé "terme de bruit", dû au bruit électronique et à la quantification du signal.

La résolution en énergie du calorimètre s'écrit donc sous la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus \frac{c}{E} \quad (\text{III.2})$$

Avec E exprimée en GeV, les valeurs des paramètres mesurées en test sous faisceau sont : $a = 1,33 \pm 0,01 \%$, $b = 9,38 \pm 0,02 \text{ GeV}^{1/2} \%$, et $c = 4,88 \pm 0,09 \text{ GeV} \%$, pour une calibration relative entre les tours estimée meilleure que 1 % [146, 153].

Du fait que les tours n'ont pas toutes les mêmes propriétés (absorption du papier, épaisseurs de Plomb et de plastique scintillant, atténuation des photons, caractéristiques de l'APD, etc...), elles ne donnent pas un signal électrique identique pour une même stimulation (particule incidente d'énergie déterminée). Il faut donc d'une part uniformiser leurs réponses (calibration relative), et d'autre part associer la réponse à une énergie physique (calibration absolue).

La bonne calibration en énergie des tours est en outre nécessaire pour permettre une bonne identification des électrons, pour lesquels le rapport E/p est utilisé, p étant l'impulsion mesurée par le système de trajectographie. Or, dans la mesure de ce rapport, l'incertitude dominante est celle de la mesure de l'énergie [142], qu'il est donc essentiel de maîtriser.

L'uniformisation de la réponse des tours peut être faite offline, par le biais d'un coefficient multiplicateur appliqué à l'énergie mesurée, déterminé par la procédure de calibration détaillée ci-dessous. Cependant, la chute exponentielle du spectre en énergie des particules donne lieu à un taux de déclenchement artificiellement plus élevé pour les tours dont le gain est trop haut (et inversement). Des gains non uniformisés (au niveau hardware) résultent donc d'une part en l'occupation d'une partie de la bande passante par des clusters d'énergie trop basse, et d'autre part en l'élargissement de la courbe de turn-on du trigger, ce qui conduit à devoir relever le seuil en énergie dans l'analyse et donc perdre une partie de la statistique collectée. En outre, le taux de déclenchement ne serait pas uniforme spatialement, et pourrait donc engendrer des biais.

L'uniformité du taux de déclenchement requiert donc que les gains des tours soient tous similaires, ce qui impose de régler itérativement leurs hautes-tensions. Le changement de ces dernières ne pouvant être parfait, il reste bien une correction offline à effectuer, mais de moindre importance.

La calibration du calorimètre s'est déroulée en deux étapes : une pré-calibration en muons cosmiques avant insertion dans l'expérience (§ III-3), puis une calibration in-situ avec les π^0 des données (§ III-4), répétée chaque année. Enfin, le réglage des hautes-tensions est abordé brièvement dans le § III-5.

3 Pré-calibration en muons cosmiques

3.1 Procédure

Les muons cosmiques ont été choisis comme source permanente et gratuite de particules au minimum d'ionisation (MIP). Des simulations ont en effet montré que les muons traversant le calorimètre se comportent comme des particules au MIP laissant environ 28 MeV d'énergie dans la partie active du calorimètre (le plastique scintillant), ce qui correspond à l'énergie laissée par un électron incident d'environ 260 MeV.

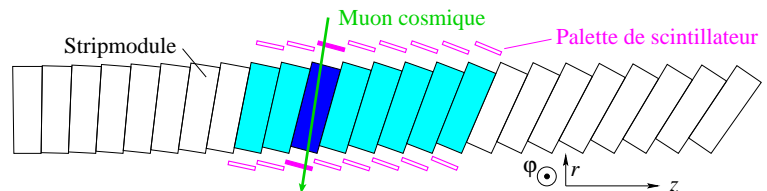
La procédure de calibration relative consiste à mesurer l'amplitude moyenne du signal créé par des muons cosmiques dans une tour i lorsque la haute-tension appliquée est $V_{30, i}$, puis calculer une nouvelle haute-tension telle que l'amplitude du signal devienne égale à la valeur désirée. Cette procédure est en réalité itérative car la fonction $g(U)$ n'est pas parfaitement connue (§ III-2.2), mais, comme nous le verrons ci-dessous, la convergence est rapide.

3.2 Banc de test

Les supermodules ont été calibrés par tiers, donc par 8 stripmodules à la fois.

Afin de réduire la contribution des signaux parasites dans l'échantillon et garder les signaux provenant de muons, un système de déclenchement extérieur au calorimètre est nécessaire. Des paires de palettes de scintillateurs ont donc été utilisées, placées dessus et dessous chaque stripmodule (*cf.* FIG. III.4), avec un photomultiplicateur aux deux extrémités de chaque palette pour amplifier la lumière de scintillation générée par le passage de chaque particule. La coïncidence entre le signal lu dans le calorimètre et les 4 photomultiplicateurs de la paire de palettes assure que le signal laissé dans la tour provient d'une particule ayant traversé toute l'épaisseur du calorimètre : un muon.

FIGURE III.4 – Vue schématique du banc de test : le tiers de supermodule testé est évidencié en couleur. Un muon traverse l'un des stripmodules, en foncé, ainsi que les palettes de scintillateur situées au-dessus et en-dessous de celui-ci.



Il était d'autre part essentiel de réduire au maximum la largeur de la distribution du dépôt d'énergie (donc de la distance parcourue) dans chaque tour, en sélectionnant préférentiellement des muons traversant de part en part une seule tour, donc peu inclinés par rapport à l'axe de la tour. Dans la direction z , cette fonction a été assurée par la disposition en paires de palettes alignées sur un stripmodule donné : la mise en coïncidence des deux palettes permet de sélectionner des muons traversant au pire deux tours.

Dans la direction perpendiculaire φ , cette fonction a été réalisée par l'utilisation du temps de vol, en sélectionnant des plages de différence entre le temps d'arrivée du signal de l'un et de l'autre photomultiplicateur situés aux deux bouts d'une palette (figure III.5). La précision atteinte sur la position du passage du muon est de 2 à 3 cm. La sélection de la même plage de différence de temps pour la palette supérieure et la palette inférieure permet encore de sélectionner des muons peu inclinés par rapport à l'axe de la tour considérée, cette fois dans la direction φ . Ainsi que le montre la figure III.5 (droite), la valeur de la coupure à utiliser est déterminée par

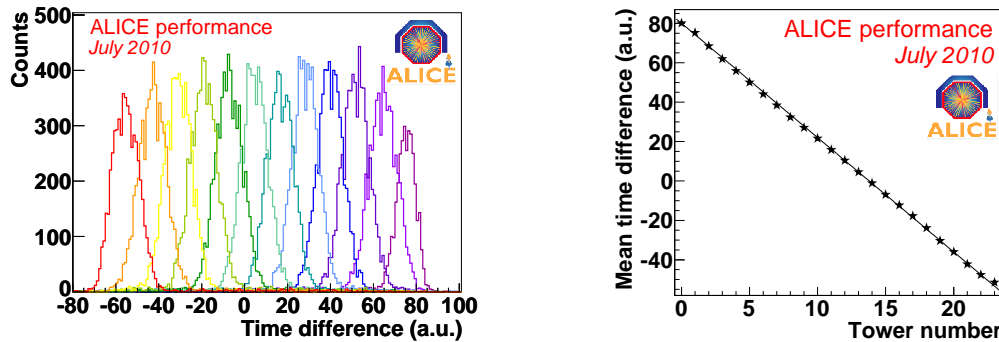


FIGURE III.5 – **Gauche** : distribution de la différence en temps entre les signaux reçus dans les deux photomultiplicateurs d’une palette, pour les triggers associés à du signal dans une tour donnée. Les distributions des différentes tours (une sur deux, pour la lisibilité) sont représentées en différentes couleurs [154]. **Droite** : moyenne de la distribution en différence de temps en fonction du numéro de la tour, et ajustement utilisé pour déterminer la coupure en différence de temps [154].

un ajustement linéaire fait pour chaque palette sur la moyenne de la distribution en différence de temps en fonction de la position de la tour, donnée par son index dans la direction φ .

Enfin, comme ces sélections ne permettent pas d’éliminer les muons dont la trajectoire traverse deux tours adjacentes, les signaux du calorimètre pour lesquels l’une des tours adjacentes présente également un dépôt d’énergie ont été éliminés de la sélection. Le niveau ordinaire de bruit étant d’environ 2 coups ADC, la coupure d’isolation choisie est de 3 coups ADC, ce qui correspond à un dépôt d’énergie de 5 à 6 MeV.

La distribution qui résulte de l’application de la coupure en différence de temps de vol et de la coupure d’isolation, montrée dans la figure III.6, est suffisamment propre pour y ajuster une gaussienne et obtenir une amplitude moyenne. Cette valeur μ_i , pour chaque tour i , a donc été prise pour amplitude moyenne du signal déposé par une particule au MIP pour la tour considérée.

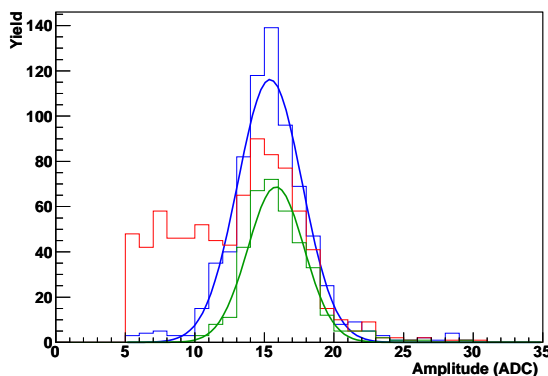


FIGURE III.6 – Distribution des amplitudes des signaux collectés pour une tour : avec application de la coupure en différence de temps de vol (rouge), de la coupure d’isolation (bleu), et des deux à la fois (vert).

L’amplitude moyenne choisie comme cible du processus de convergence était d’environ 16 ADC. Du fait de la dépendance du gain des APD en fonction de la température, l’amplitude moyenne effectivement atteinte variait avec la température dans le hall où se trouvait le banc de test. Cette température présentait des variations saisonnières, l’oscillation jour/nuit, ainsi que des variations brutales “aléatoires”, dues par exemple à l’ouverture de la grande porte du hall pour l’entrée d’engins de manutention.

Lorsque les 4 premiers supermodules ont été installés dans l’expérience, début 2010, il est devenu possible de calibrer les supermodules restants avec une amplitude moyenne cible égale à 16 ADC cette fois à la température relevée sur les senseurs des supermodules déjà installés, en corrigeant la variation de gain due à la différence de température.

La figure III.7 (gauche) montre la température enregistrée pendant 5 jours par deux senseurs d’un même supermodule. Les périodes de prise de données n’excédant pas 2 jours, la plage maximale de variation de la température pendant une prise de données est d’environ un demi-degré. D’autre part, la figure III.7 (droite) montre que bien que les sondes de température ne soient pas calibrées, leur calibration relative est bonne puisque les écarts de mesure de variations de la température n’excèdent pas $0,2^\circ$. A partir de la variation APD par APD de la dépendance du gain en fonction de la température, on peut en déduire que la dispersion induite sur la mesure des amplitudes moyennes de signal est entre 1,5 et 3 %.

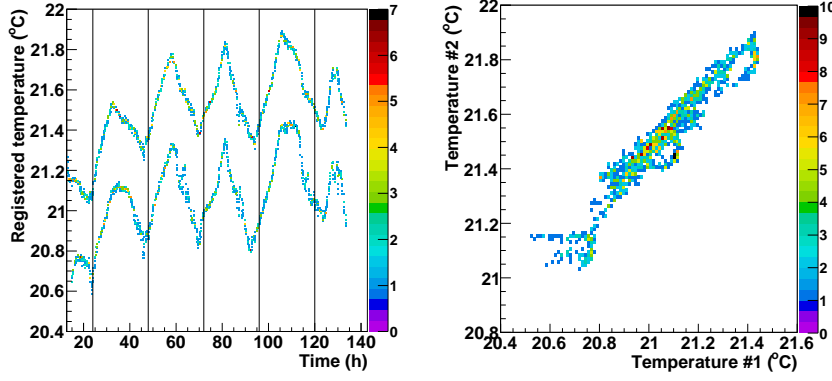


FIGURE III.7 – **Gauche** : évolution temporelle de la température relevée par deux des sondes d'un même supermodule [154]. Les lignes verticales indiquent les périodes de 24 heures. **Droite** : corrélation entre les températures mesurées par ces deux sondes [154].

3.3 Résultats

3.3.1 Validité du banc de test

L'incertitude σ_{μ_i} sur la position de la moyenne μ_i de l'amplitude de signal dépend de la statistique accumulée et de la largeur σ_i de la distribution. Il y a donc lieu de s'intéresser à cette dernière, afin de s'assurer qu'elle est la plus faible possible.

La largeur relative à la moyenne (σ_i/μ_i) des gaussiennes ajustées sur les distributions des signaux du calorimètre (*cf.* FIG. III.6) se répartissait approximativement entre 14 et 17 %. Différentes contributions ont été estimées :

- une simulation a montré que les fluctuations de l'énergie déposée dans le plastique scintillant du calorimètre par des muons cosmiques donnent une largeur de 12 à 16 % ;
- la résolution intrinsèque du calorimètre due à la statistique des photoélectrons générés est d'environ 4 % ;
- la numérisation est source d'une incertitude de 1,8 % ;
- la dispersion due aux fluctuations de température pendant la prise de données a été estimée entre 1,5 et 3 % pour les résultats présentés ici ;
- les autres contributions, comme le bruit électronique, le fit du signal ou la contribution résiduelle des muons obliques n'ont pas été estimées, mais seule celle du bruit électronique ne devrait pas être négligeable.

Bien que cette étude soit trop légère pour en tirer des conclusions fermes, la fluctuation de l'énergie déposée par les muons semble être la contribution principale à la variance de la distribution de l'amplitude du signal, et laisse peu de place à des contributions non estimées. Il n'est donc pas possible d'améliorer l'incertitude sur μ_i en réduisant la largeur de la distribution en amplitude.

La figure III.8 montre l'évolution de la calibration au cours des itérations, pour un tiers de supermodule. L'écart-type de la distribution des amplitudes moyennes μ_i des signaux MIP, représenté en rouge et symbolisé par la bande bleue autour du graphe de la moyenne, continue à descendre régulièrement même jusqu'à la 5^e

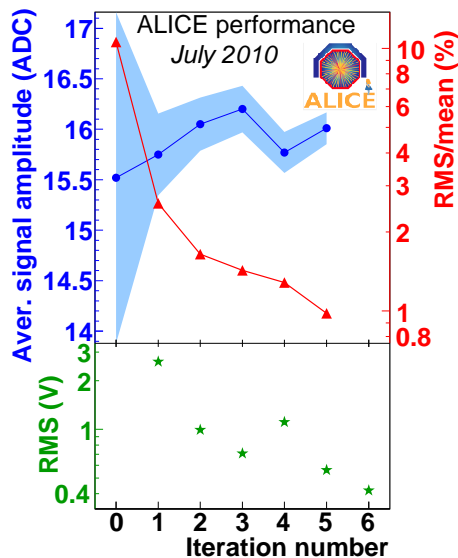


FIGURE III.8 – En fonction du numéro de l'itération : en haut : évolution de la moyenne et de la dispersion (écart-type divisé par la moyenne) de la distribution des amplitudes moyennes de signal MIP. En bas : évolution de la RMS de la distribution des différences de haute-tension entre deux itérations consécutives [154].

itération, ce qui montre que la limite due à la statistique collectée n'est pas atteinte¹, et que la calibration relative des supermodules, réalisée le plus souvent en 3 itérations, est fiable.

Parallèlement, l'évolution de la variation des hautes-tensions d'une itération à l'autre a été contrôlée, sous la forme de la RMS de la distribution de la différence de haute-tension $HV_n - HV_{n-1}$ appliquée aux bornes des APD entre une prise de données et celle de l'itération précédente. Comme attendu, cette RMS décroît (sauf pour la 4^e itération, du fait d'un changement de température dans le hall). Le processus de convergence a été stoppé à la 5^e itération, car la RMS de cette distribution devenait proche du pas élémentaire du codage numérique de la valeur de la haute-tension, 0,2 V/bit, qui correspond à environ 0,5 % sur le gain d'une tour.

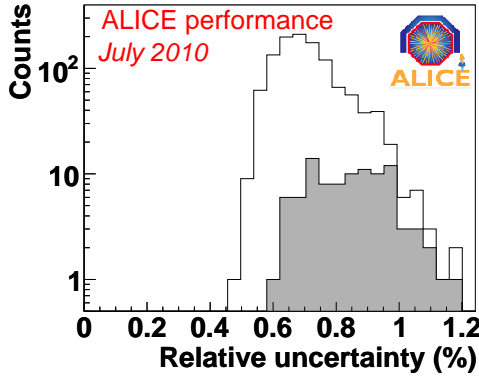


FIGURE III.9 – Distribution des incertitudes relatives statistiques $\sigma_{\mu,i}/\mu_i$ (en %) sur l'estimation de l'amplitude moyenne du signal MIP pour chaque tour d'un supermodule après $\simeq 23$ h de prise de données, pour un supermodule entier. L'histogramme grisé montre la distribution des seules tours situées aux extrémités des stripmodules, dans les première et dernière lignes, qui reçoivent moins de statistique [154].

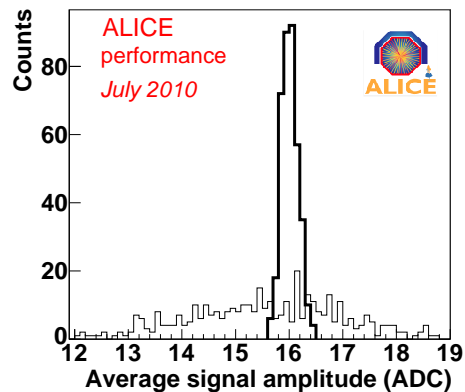
La distribution des incertitudes relatives $\sigma_{\mu,i}/\mu_i$ sur la position de la moyenne après environ 23 heures de prise de données, montrée dans la figure III.9, montre qu'une incertitude inférieure au pourcent sur l'estimation de l'amplitude moyenne μ_i peut être atteinte. Cependant, d'une part du fait de la largeur incompressible de la distribution du dépôt d'énergie des muons dans une tour, et d'autre part à cause de la limitation du temps de prise de données et de la température non maîtrisée, la calibration des tours ne peut pas se faire à mieux que le pourcent avec ce banc de test.

3.3.2 Niveau de calibration atteint

La figure III.10 montre les distributions initiale et finale des amplitudes moyennes de signal MIP pour le tiers de supermodule sur lequel cette étude a été réalisée. La plupart des tiers de supermodules ont montré le même comportement, avec une dispersion initiale supérieure à 10 % et une valeur inférieure à 2 % atteinte en 2 ou 3 itérations. Le niveau de calibration obtenu est donc bien meilleur que la valeur de 10 % spécifiée dans le cahier des charges [144].

Le bénéfice de ce travail est double. D'une part, la calibration in-situ avec les π^0 nécessite une accumulation de statistique et un travail d'analyse qui, conjointement, prennent quelques mois : disposer de tours pré-calibrées à ce niveau a permis de pouvoir utiliser le calorimètre pour la Physique immédiatement. D'autre part, le démarrage de la calibration en π^0 elle-même s'est trouvé facilité par l'obtention de pics en masse invariante suffisamment fins et proches de la vraie masse pour être le plus souvent identifiables sans ambiguïté.

FIGURE III.10 – Distributions des amplitudes moyennes de signaux MIP avant (trait fin) et après (trait gras) la calibration [154].



1. L'évolution de la moyenne marque un saut à la 4^e itération, qui est dû à une variation de température dans le hall de prise de données. La valeur-cible étant choisie à 16 ADC à une température de référence, elle change selon la température de prise de données.

4 Calibration in-situ avec les mésons π^0

4.1 Procédure

La calibration in-situ avec les données issues des collisions **p-p** est basée sur la reconstruction de la décroissance d'une particule de masse connue à partir de ses produits de désintégration, par exemple $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ou $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

Bien que cela soit utile à la calibration du calorimètre dans la gamme d'énergie au-delà de 40 GeV, il n'est pas possible d'utiliser la décroissance du Z^0 dans ALICE, à cause d'une part de la faible statistique collectée, et d'autre part de la topologie de décroissance essentiellement dos-à-dos à nos énergies. C'est donc le π^0 qui est utilisé, et permet la calibration des tours dans une gamme d'énergie de quelques GeV.

Pour un π^0 dont l'un des deux photons de décroissance serait détecté dans une tour i , la réponse non calibrée de cette tour induit un biais de la masse invariante reconstruite $m_{\text{mesurée}}$ par rapport à la masse réelle m_{vraie} . Ce biais peut directement être utilisé pour corriger la réponse de la tour considérée, sous les deux hypothèses suivantes :

- le biais dans la mesure d'énergie du photon détecté par la tour i est totalement dû à la décalibration de cette tour, c'est-à-dire que la décalibration des tours voisines incluses dans le cluster jouent un rôle négligeable ;
- la décalibration de la tour j recevant l'énergie du second photon ne joue pas de rôle dans le calcul de la masse invariante.

La première hypothèse est approximativement vraie dès que l'on considère que la tour à calibrer est celle du cluster qui contient le plus d'énergie. La seconde est aussi approximativement vraie lorsque l'on considère un grand nombre de π^0 dont un photon arrive sur la tour i : l'influence de la décalibration de la tour recevant le second photon est moyennée sur l'ensemble des tours $j \neq i$ selon la statistique collectée.

Du fait que ces hypothèses ne soient vraies qu'approximativement, il est nécessaire d'itérer cette procédure pour obtenir les coefficients de calibration de chaque tour, obtenus à partir de $m_{\text{vraie}}/m_{\text{mesurée}}$. Ces coefficients sont ensuite utilisés comme correction offline de l'énergie mesurée par chaque tour – avant reconstruction des clusters – pour la totalité de la période de prise de données. Lors de l'arrêt hivernal, les hautes-tensions de chaque tour peuvent être modifiées sur la base de la valeur du coefficient de calibration et de la dépendance du gain en fonction de la haute-tension (cf. § III-2.2) pour réduire la décalibration et ainsi permettre une réponse plus uniforme du trigger.

4.2 Résultats

La mesure de la position du pic en masse invariante se fait en ajustant sur la distribution la somme d'une gaussienne et d'un polynôme d'ordre 2, comme illustré sur la figure V.1 p. 48. Les paramètres μ et σ de la gaussienne sont pris pour mesure de la position et de la largeur du pic.

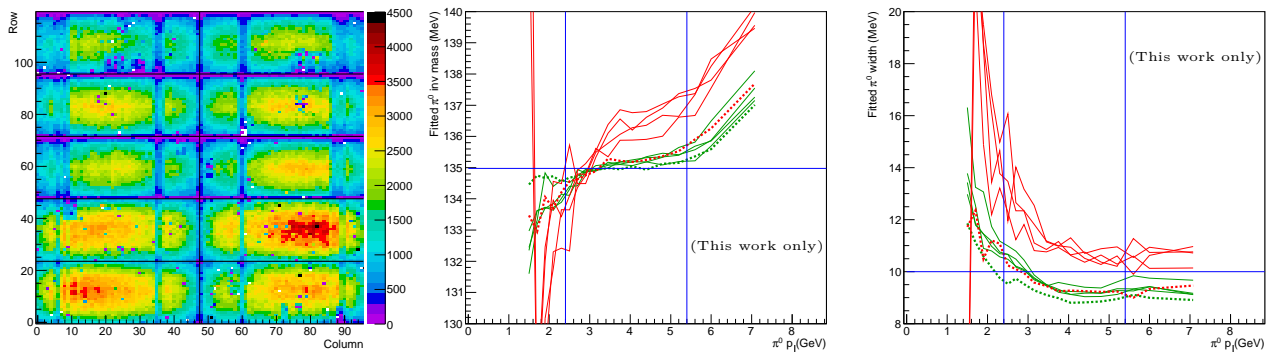


FIGURE III.11 – **Gauche** : intégrale de la gaussienne en fonction de la ligne (selon φ) et de la colonne (selon z) de la tour pour les données de calibration 2012. **Milieu et droite** : en fonction du p_{\perp} des π^0 reconstruits, valeur des paramètres μ (milieu) et σ (droite) pour un ajustement sur la distribution en masse invariante d'un ensemble de tours. Les courbes rouges sont pour les tours de pseudo-rapidité telle qu'elles se trouvent derrière la structure de support des détecteurs plus internes, les vertes sont pour les autres tours. Il y a une courbe par supermodule : en trait fin, 4 supermodules se trouvant derrière le TRD (cf. § III-1.2) ; en trait gras tireté, un exemple de supermodule devant lequel le TRD n'était pas encore inséré.

La distribution spatiale de l'intégrale de la gaussienne pour 10 supermodules (FIG. III.11, gauche) illustre la forte disparité de statistique collectée, due d'une part au fait que l'on impose la reconstruction des π^0 à partir de deux clusters situés dans le même supermodule pour éviter les biais de désalignement, et d'autre part à la présence de matériel induisant la conversion des photons en paires e^+e^- dissociées par le champ magnétique. Une partie du calorimètre – plusieurs pourcents – n'est donc pas aisément calibrable.

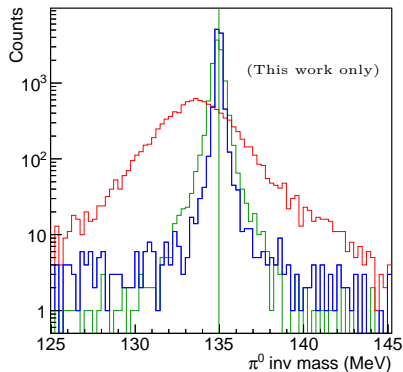


FIGURE III.12 – Distribution des valeurs de μ pour toutes les tours d'EMCAL : dans les données de calibration 2011 après calibration (vert), et dans les données de calibration 2012 avant (rouge) et après (bleu) calibration. La grande différence entre les distributions verte et rouge est due à des changements importants de haute-tension opérés à la fin de l'année 2011 et à l'insertion de 2 supermodules du TRD.

Comme le montre la figure III.11, la présence de matériel impacte également non seulement la largeur du pic reconstruit (droite), mais aussi la constance de la masse du pic en fonction du p_{\perp} (milieu). Comme cet effet devrait affecter de la même manière la calibration et les analyses de Physique, il a été décidé de l'absorber dans le coefficient de calibration, c'est-à-dire de ne pas modifier la procédure pour ces tours.

La distribution des masses de π^0 dans les tours d'EMCAL après la calibration 2012 est donnée dans la figure III.12. L'ajustement d'une gaussienne sur cette distribution entre 130 et 140 MeV donne une largeur de la distribution de seulement 0,17 MeV, soit une dispersion de 0,13 %, à nuancer par les résultats d'une étude préliminaire qui indique, en évaluant la position du pic sur deux échantillons de données différents, que l'incertitude sur sa position pour une tour est de l'ordre du demi-pourcent.

Le cahier des charges stipule que l'uniformité du taux de déclenchement doit être meilleure que 5 %, et la calibration offline atteindre 1 %. Tandis que la première condition est facilement respectée pour l'immense majorité des tours, la seconde est beaucoup moins évidente, contrairement à ce que pourrait laisser croire le très bon résultat donné ci-dessus.

Les obstacles sont de plusieurs types. En premier lieu, la température des supermodules peut varier de quelques degrés pendant la période de prise de données. Son relevé par les senseurs permet en principe de corriger la variation de gain des APD. Toutefois :

- La dépendance du gain de chaque APD en fonction de la température n'est pas connue individuellement. La correction actuellement effectuée se base sur la valeur la plus fréquente, proche de $-2,0\%/K$, et sous-estime donc d'un facteur 2 la correction à apporter effectivement aux tours dont le comportement est le plus extrême, atteignant des biais de $2\%/K$ pour cette minorité de canaux.
- Les variations enregistrées par les senseurs peuvent différer de $0,2^{\circ}$, comme montré sur la figure III.7 p. 29, ce qui résulte en gros en une incertitude incompressible de 0,2 à 0,5 % (selon l'APD) sur la correction à effectuer.
- Enfin, les études réalisées lors des tests sous faisceau [146,153] ont montré que même pour des conditions maîtrisées, l'incertitude sur l'amplitude en réponse à un signal LED reste à peine en-dessous du pourcent.

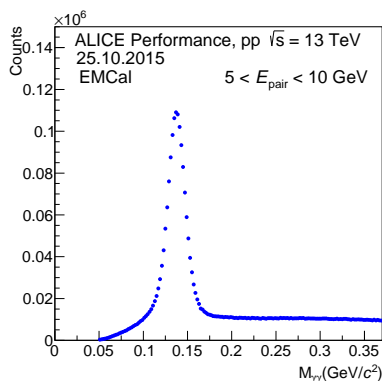


FIGURE III.13 – Exemple de distribution en masse invariante de π^0 , dans des collisions $p-p$ à $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV.

En second lieu, la faible masse du π^0 résulte en un pic de masse invariante proche du seuil, là où le fond combinatoire n'a pas de forme simple (voir FIG. III.13), et, de plus, la forme du fond combinatoire varie

significativement selon l'endroit du supermodule où l'on se trouve. Or, il a été constaté que la position mesurée du pic dépend de la forme du fond et de la manière dont celui-ci est ajusté par le polynôme. Des biais pouvant atteindre 2 % ne sont pas exclus pour le moment, rendant une étude systématique indispensable.

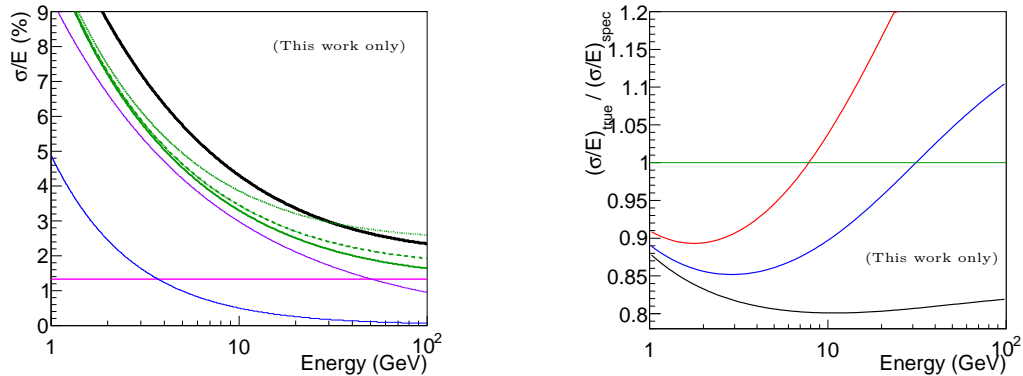


FIGURE III.14 – **Gauche** : en vert, résolution en énergie du calorimètre EMCAL selon les paramètres mesurés lors des tests sous faisceau [153], avec une décalibration additionnelle de 0, 1 et 2 % (trait continu, tirets, pointillés). Les contributions des termes constant, stochastique et de bruit sont en magenta, violet et bleu. En noir gras, les spécifications du cahier des charges [143]. **Droite** : rapport de la résolution en énergie avec une décalibration de 1 (noir), 2 (bleu) et 3 % (rouge) additionnelle à celle mesurée sous faisceau, par rapport au cahier des charges.

L'incertitude sur la calibration (ou la décalibration) s'ajoute quadratiquement au terme constant a de la résolution en énergie (équation III.2). La figure III.14 montre que tandis qu'une décalibration additionnelle à celle des tests sous faisceau à hauteur de 3 % est inacceptable par rapport au cahier des charges¹, une décalibration additionnelle de 2 % n'impacterait pas les mesures en-dessous de 40 GeV. Bien que la plupart des tours soient calibrées à hauteur de 2 %, le travail doit se poursuivre pour mieux comprendre le détecteur, préciser l'incertitude sur la calibration, et améliorer cette dernière s'il se trouve que cela est nécessaire.

5 Amélioration des hautes-tensions appliquées

L'harmonisation des gains réels des tours par l'ajustement de leurs hautes-tensions est nécessaire à la fois pour que le trigger puisse déclencher de manière uniforme sur tout le calorimètre, et pour pouvoir utiliser l'information brute comme une évaluation fiable de l'énergie réellement déposée, donc pour des triggers de niveaux plus sophistiqués – par exemple pour soustraire d'une zone de jet la partie détectable de l'énergie neutre de l'événement sous-jacent.

Les paramètres (A_i, B_i, k_i) introduits à la section III-2.2 sont en réalité disponibles en plusieurs jeux. Outre la mesure sur banc de test qui a été faite pour une partie des APD et n'est plus utilisée, un high voltage scan a été fait lors de l'assemblage des supermodules, autour de la tension de référence V_{30} . Enfin, pour les 10 supermodules complets d'EMCAL, plusieurs HV scans ont été faits pendant la prise de données au LHC.

Pour une minorité de tours, les résultats des scans ne sont en effet pas bons. Il arrive que les amplitudes soient trop faibles, ou qu'un point "aberrant" fasse converger le fit vers une tendance fantaisiste, avec par exemple $k_i < 0$ ou $B_i < 0$. Les valeurs utilisées sont celles du dernier scan si elles semblent satisfaisantes, d'un scan plus ancien sinon. Au final, moins de 1 % des APD ne disposent pas de valeurs de (A_i, B_i, k_i) .

De la dépendance du gain d'un APD en fonction de la haute-tension qui lui est appliquée (Eq. III.1), il ressort que la haute-tension qu'il faut lui appliquer pour obtenir un gain d'une valeur désirée peut s'exprimer en fonction de la haute-tension qui a été appliquée pendant la prise de données et du gain correspondant. La valeur des gains n'est pas connue, mais leur rapport g_{new}/g_{old} est mesuré lors de la calibration. On obtient ainsi la nouvelle haute-tension :

$$U_{new} = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{1}{B} \left(-A + \frac{g_{new}}{g_{old}} (A + B e^{k U_{old}}) \right) \right) \quad (\text{III.3})$$

Les distributions des paramètres A, B, k sont étendues et ne permettent pas d'envisager d'utiliser une valeur par défaut pour les APD pour lesquels les LED HV scans n'ont pas permis d'obtenir de valeur. Cependant,

1. Le document [143] préconise un terme constant de 2 %. Le document [144], plus tardif, estime qu'il sera effectivement suffisant pour aborder la Physique des jets, mais spécifie qu'il serait souhaitable de l'abaisser à 1,7 % pour les électrons et photons. La valeur utilisée dans la figure est 2 %.

sous l'approximation $A \ll Be^{kU}$, seul le paramètre k apparaît dans l'expression du rapport des gains, qui s'exprime alors :

$$\frac{g_{new}}{g_{old}} = e^{k(U_{new}-U_{old})} \quad (\text{III.4})$$

ce qui permet d'obtenir U_{new} en ne connaissant que k .

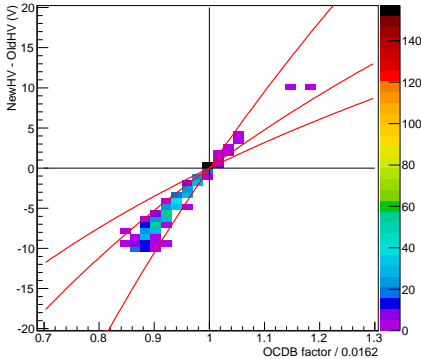


FIGURE III.15 – Différence entre la haute-tension appliquée et la future haute-tension à appliquer telle que calculée avec les paramètres du LED HV scan, en fonction du changement de gain désiré donné par la calibration, pour les tours d'un supermodule. Les courbes superposées correspondent à la paramétrisation de l'équation III.4, pour les valeurs de k 0,01, 0,02 et 0,03.

Le rapport $\frac{A}{Be^{kU}}$ étant rarement inférieur à 10 %, cette approximation n'est en général pas valable. De plus, la distribution du paramètre k s'étend de 0,01 à 0,03. On peut néanmoins constater sur la figure III.15 que la distribution de $U_{new} - U_{old}$ en fonction de $\frac{g_{new}}{g_{old}}$ est plutôt resserrée, ce qui permet tout de même d'envisager une correction approximative de la haute-tension par cette formule lorsque les paramètres (A_i, B_i, k_i) ne sont pas connus.

Un premier test réalisé en 2015 a montré que cette manière de faire donne des résultats satisfaisants au premier ordre, et peut donc être utilisée.

6 Synthèse

En résumé, la prise en main de la procédure permettant de calibrer le calorimètre en énergie est achevée et les problèmes ou les points pouvant faire l'objet d'améliorations ont été identifiés. Des solutions seront proposées à la section V-1.

Le banc de test conçu pour la pré-calibration en muons cosmiques a répondu aux attentes : il a permis de mesurer l'amplitude de la réponse des tours avec une incertitude de 1 % et de pré-calibrer les supermodules avec une dispersion de l'ordre de 2 % en trois prises de données de durée inférieure à 24 h.

Suite aux calibrations effectuées en utilisant les décroissances des π^0 en deux photons dans les données en collisions, la plupart des canaux ont été calibrés à un niveau satisfaisant par rapport aux spécifications. Les autres canaux ont fait l'objet de diagnostics individuels permettant de les classer en diverses catégories associée chacune à un problème ou une limitation comprise, qui sont, avec l'étude plus précise des incertitudes et biais sur la calibration, l'objet des études actuelles et futures.

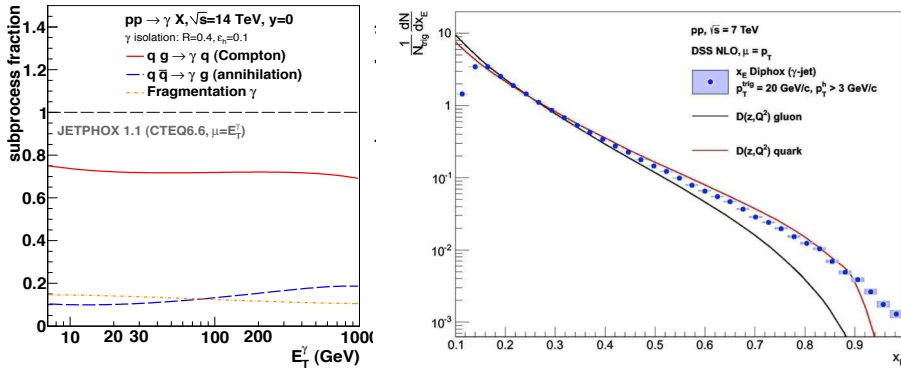


FIGURE IV.1 – **Gauche** : proportion des différentes contributions aux photons issus de processus durs à NLO [156]. **Droite** : distribution en x_E pour des événements photon-jet générés avec DIPHOX (points bleus), comparés aux fonctions DSS [43] utilisées pour la fragmentation [131].

Système	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	Année	Nombre d'événements (millions)			Nombre de supermodules
			Minbias	E0	EGA	
p-p	0,9	2009	0,5			4
p-p	0,9	2010	8,5			4
p-p	2,36	2009	0,04			4
p-p	2,76	2011	74	0,78		10
p-p	2,76	2013	20		0,43	10
p-p	7	2010	825			4
p-p	7	2011	771		8	27
p-p	8	2012	308		3,1	10
p-Pb	5,02	2013	136		1,3	10
Pb-p	5,02	2013			1,9	10
Pb-Pb	2,76	2010	56			4
Pb-Pb	2,76	2011	72			11

TABLE IV.1 – Liste des systèmes de collision avec le nombre d'événements collectés pour différents triggers [142]. En Pb-Pb, la colonne "minbias" regroupe abusivement, outre le trigger minimum bias, les triggers sur collisions centrales et semi-centrales. "E0" désigne le trigger EMCAL de niveau L0. "EGA" et "EJE" désignent les triggers EMCAL de niveau L1 sur les photons et les jets respectivement.

L'analyse présentée dans ce document requiert une statistique importante de photons d'énergie supérieure à 10 GeV. Il est donc nécessaire d'utiliser l'échantillon de données dont l'acquisition a été déclenchée par le trigger-photon du calorimètre. En 2012, les dégradations des conditions de vide dans le tube faisceau dues aux luminosités plus élevées ont souvent empêché d'une part la prise de données avec la TPC (utilisée dans cette analyse), d'autre part l'utilisation du v0 comme trigger [142]. La quantité et la qualité des données de 2012 n'étant pas satisfaisantes, l'analyse est conduite uniquement avec l'ensemble de collisions de 2011 acquises avec le trigger EMCAL.

3 Procédure d'analyse

L'analyse consistera dans un premier temps en la sélection d'un échantillon de clusters aussi enrichi que possible en photons issus de processus durs, appelés "photons directs" (§ IV-3.1). Dans un deuxième temps, il faudra mesurer la pureté de cet échantillon (§ IV-3.2). Enfin, la mesure des distributions en impulsion des particules chargées du côté opposé pour divers types de particules-trigger (échantillon sélectionné total, ou bien fond uniquement), et des particules chargées non corrélées à la particule-trigger (événement sous-jacent) permet d'obtenir la fonction $f(x_E)$ pour les seuls photons directs (§ IV-3.3 et IV-4).

L'estimation de la pureté est basée sur une méthode utilisée par ATLAS [157, 158] (d'autres techniques d'identification des photons directs peuvent être trouvées pour STAR et PHENIX d'une part [138, 155, 159], et CMS d'autre part [160]). Les contraintes imposées par les caractéristiques du calorimètre d'ALICE ainsi que les particularités de la gamme en énergie explorée (trop haute pour que les photons de décroissance du π^0 soient tous deux bien résolus ainsi que pour pouvoir encore reconstruire les mésons neutres avec suffisamment de statistique, trop basse pour que les photons de décroissance du π^0 fusionnent tous en un même cluster) ont cependant nécessité des développements spécifiques conséquents. Certaines parties de cette analyse ont été présentées dans [131, 161–172]. Une note d'analyse [173] a par ailleurs été rédigée en vue de la publication des résultats.

Directs	Thermiques		Bas p_{\perp}
	Prompts	Fragmentation	Non-isolés
		Directs	Isolés
Décroissance	π^0	Fusionnés	Cluster souvent elliptique
		Séparés	Partenaire perdu
	η	Fusionnés	Partenaire détecté
			Haut p_{\perp}

TABLE IV.2 – Tableau des diverses sources de photons ; celle qui nous intéresse est en vert gras. Les contributions de fond principales sont en rouge.

3.1 Identification et sélection des particules-trigger

Bien que le calorimètre électromagnétique soit conçu pour détecter photons et électrons, la plupart des particules y laissent en réalité un signal. Deux niveaux peuvent être distingués dans l'appréciation de ce qui constitue le bruit par rapport à notre signal (les photons directs) – je n'aborde pas ici les “faux signaux” dus à des effets de détecteur (voir [174] pour un exemple).

Le premier niveau est la nature de la particule qui laisse le signal : ce qui est du bruit est ce qui n'est pas un photon. Les muons étant au MIP, ils ne laissent en traversant qu'une quantité d'énergie minimale, reconstruite comme un cluster d'environ 250 MeV. Les hadrons, souvent au MIP, peuvent néanmoins commencer leur gerbe hadronique dans le calorimètre et donner naissance à un dépôt plus conséquent reconstruit comme une énergie de l'ordre de 1 à 2 GeV [142]. Muons et hadrons chargés laissent une trace dans le système de trajectographie et peuvent donc être reconnus et rejetés efficacement. Seuls les hadrons neutres (n , K_L^0) peuvent être confondus avec des photons, mais, notre analyse démarrant à 10 GeV, leur contribution est négligeable. Les électrons sont eux aussi reconnus grâce à leur trace dans le trajectomètre. On peut enfin mentionner les clusters qui résultent de la superposition de dépôts laissés par plusieurs particules dans une zone restreinte – majoritairement deux photons issus de la décroissance d'un même méson, plus rarement une paire e^+e^- provenant de l'interaction d'un photon dans la matière.

Le second niveau, pour lequel ce qui est du bruit est un photon qui n'est pas un photon direct, est donné par l'examen des différents processus physiques conduisant à un photon dans l'état final, dont la nomenclature est résumée dans le tableau IV.2. On peut énumérer [84, 87] :

- les photons directs issus des processus durs à l'ordre dominant de QCD (*cf.* § II-4), qui constituent notre signal,
- les photons issus de processus aux ordres supérieurs, les radiations dans l'état initial ou final, qui donnent lieu à un jet supplémentaire et sont responsables d'un désalignement entre la particule-trigger et le jet d'intérêt,
- les photons de fragmentation, qui peuvent emporter une majorité de l'énergie du parton lorsqu'ils sont accompagnés de peu de particules issues de l'hadronisation,
- les photons thermiques (*cf.* § II-3.1), mélange de photons directs provenant des interactions QCD entre partons thermalisés¹ dans la phase de QGP, et de photons émis durant la phase hadronique successive lors des interactions entre hadrons,
- enfin, les photons de décroissance des hadrons : il s'agit de la source de fond prépondérante.

Le spectre des photons thermiques décroissant rapidement après le GeV [86], leur contribution est négligeable aux énergies de cette analyse. Les photons de décroissance constituent le fond majoritaire dont l'évaluation représentera la difficulté principale de l'analyse (§ IV-3.2). Quant aux autres contributions, elles ne sont pas parfaitement différenciables de manière expérimentale.

Pour contourner ce problème, on définira comme “photons directs” les photons qui satisfont la coupure d'isolation, présentée ci-dessous. On ne pourra donc pas comparer directement le résultat de deux expériences, les coupures d'isolation utilisées étant différentes, et une comparaison avec la théorie requiert l'application des mêmes coupures sur les événements générés.

Les photons de décroissance étant de loin la contribution majoritaire, il est utile d'en lister les principales provenances et leurs rapports d'embranchement :

$$\begin{array}{llll}
 \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma & 98,8 \% & \eta \rightarrow \gamma\gamma & 39,4 \% \\
 \pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma & 1,2 \% & \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma & 4,7 \% & \omega \rightarrow \pi^0\gamma & 8,9 \%
 \end{array}$$

Les autres contributions sont tout à fait négligeables. Parmi celles listées ci-dessus, les deux principales sources de photons de décroissance sont les canaux en deux photons des π^0 et η , dont il faut détailler la cinématique

1. Les processus générant les photons directs qui nous intéressent et les photons thermiques issus du QGP sont les mêmes, seule change l'échelle d'énergie de l'interaction. Pour cette raison, la nomenclature utilisée dans le tableau IV.2 pour les photons autres que de décroissance est d'acceptation générale, bien que le qualificatif “direct” figure deux fois [88].

pour les besoins de l'analyse.

3.1.1 Cinématique de décroissance des mésons neutres

La masse invariante de deux photons d'énergie E_1 et E_2 séparés par un angle d'ouverture θ s'écrit :

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta)} \quad (\text{IV.3})$$

La limite cinématique sur l'angle d'ouverture s'obtient pour une direction d'émission des photons dans le centre de masse perpendiculaire au boost (décroissance symétrique, $E_1 = E_2$) et s'écrit, par exemple pour un π^0 :

$$\theta > \theta_{lim} = 2 \arccos \left(\sqrt{1 - \left(\frac{m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} \right)^2} \right) \quad (\text{IV.4})$$

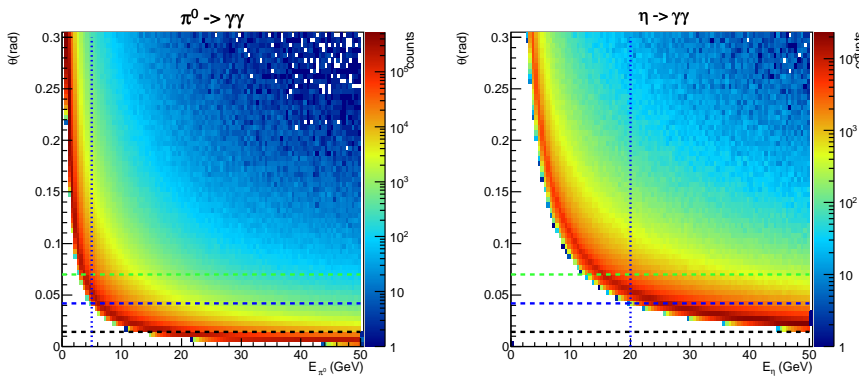


FIGURE IV.2 – Distribution des π^0 (gauche) et des η (droite) en fonction de leur énergie et de l'angle d'ouverture entre les deux photons (simulation Pb-Pb). Les lignes horizontales donnent la taille angulaire de 1, 3 et 5 tours.

La figure IV.2 montre la distribution des décroissances de π^0 et η en fonction de l'énergie de la particule-mère et de l'angle entre les deux photons. Les décroissances les plus probables se font dans la zone des décroissances plutôt symétriques (énergies des deux photons similaires), c'est-à-dire aux petits angles. La surface typique d'un cluster de photon étant de 8 à 12 tours [175], soit un diamètre de 3 tours, les deux gerbes électromagnétiques vont avoir tendance à être reconstruites comme un cluster unique allongé plutôt que deux clusters ronds lorsque l'angle de décroissance sera inférieur à la taille angulaire d'environ 4 tours.

Dans le cas des π^0 , on observe donc que les deux photons ne donnent deux clusters séparés qu'aux basses énergies, en-dessous de 5 – 6 GeV, ou alors dans des configurations de moins en moins probables (de plus en plus asymétriques) lorsque l'énergie augmente. La configuration favorisée devient alors celle de deux gerbes électromagnétiques s'interpénétrant, rassemblées en un seul cluster de forme allongée. A partir d'une vingtaine de GeV, la séparation angulaire est si faible que l'allongement du cluster n'est plus perceptible : les deux photons du π^0 ne donnent alors qu'un seul cluster de forme circulaire, qui ne peut pas être différencié d'un cluster de photon simple (voir FIG. IV.3).

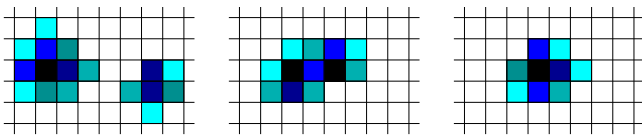


FIGURE IV.3 – Clusters dus à la décroissance d'un π^0 schématisés pour trois gammes d'énergie : de gauche à droite, en-dessous de 10 GeV (deux clusters ronds), autour de 15 GeV (un cluster allongé), au-delà de 30 GeV (un cluster rond).

Pour le η , la situation est similaire, mais translatée vers les plus hautes énergies : la distribution en ouverture angulaire est plus large du fait de la plus grande énergie disponible dans le centre de masse.

La diversité de ces modes de détection fait que les photons de décroissance devront être pris en compte de différentes manières dans l'analyse.

La figure IV.4 donne, en fonction de l'angle θ entre les deux photons de décroissance et de l'énergie E_2 du plus énergétique des deux (le cluster-trigger), la distribution de l'énergie E_1 du deuxième photon. Le seuil de détection à 150 MeV du calorimètre donne la zone dépeuplée en haut à droite. La valeur maximale de l'axe en θ (0,4 radians) est la taille du cône d'isolation utilisé (cf. ci-dessous), et les lignes horizontales donnent les tailles angulaires de 1, 3 (le diamètre typique d'un cluster) et 5 tours (les clusters des deux photons commencent à fusionner en un seul).

L'intervalle d'intérêt par rapport à l'analyse actuelle est [10; 25] GeV. On observe que dans ce domaine, le moins énergétique des photons de décroissance du π^0 a une énergie très basse par rapport à celle du cluster-trigger (lorsqu'il n'est pas simplement inclus dans celui-ci), et se trouve toujours à l'intérieur du cône d'isolation.

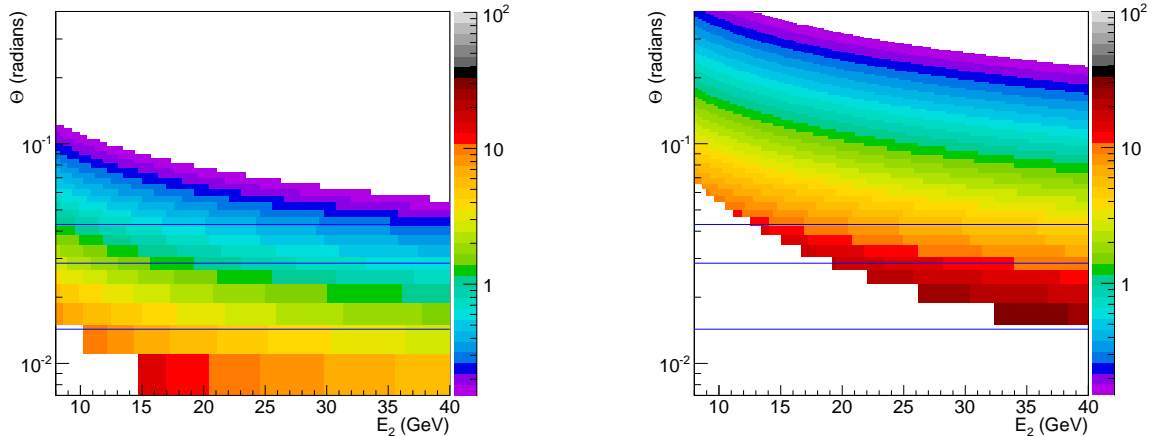


FIGURE IV.4 – Distributions de l'énergie du deuxième photon de décroissance (en GeV) en fonction de l'énergie du premier (le cluster-trigger) et de l'angle de séparation entre les deux, pour les π^0 (gauche) et les η (droite). Les lignes bleues donnent la taille angulaire de 1, 3 et 5 tours.

3.1.2 Techniques d'identification

Track-matching :

Comme nous l'avons vu, le rejet des clusters créés par des particules chargées se fait grâce à la reconnaissance de la présence d'une trace dans le trajectomètre qui pointe en direction du cluster (track-matching). Les données de la TPC sont incontournables pour la reconstruction des traces, ce qui signifie qu'un cluster ne peut être associé à une particule chargée que si celle-ci a traversé au moins une partie de la TPC. Les électrons provenant de photoconversions dans la matière située entre la TPC et EMCAL (détecteurs TRD et TOF) ne sont donc pas reconnus comme tels. Comme ils contribuent plutôt à la population des clusters allongés, ils ne sont pas sélectionnés dans l'échantillon.

Variance selon le grand-axe comme mesure de l'allongement :

Une coupure sur l'allongement des clusters permet d'éliminer non seulement les clusters constitués de deux gerbes fusionnées, donc dus à des photons de décroissance, mais aussi les éventuels clusters de photons déformés par l'arrivée d'une autre particule dans la même zone.

La mesure de l'allongement se fait de la manière suivante [176–178] :

- un facteur de pondération w_i est accordé à chaque tour i du cluster en fonction de la fraction de l'énergie du cluster qu'elle contient ;
- en notant x_i et y_i les coordonnées d'une tour i du calorimètre dans le plan de ce dernier et (\bar{x}, \bar{y}) le barycentre des tours pondérées par w_i , la matrice de covariance relative à la forme du cluster s'écrit :

$$\Sigma = \begin{pmatrix} E[(x - \bar{x})^2] & E[(x - \bar{x})(y - \bar{y})] \\ E[(x - \bar{x})(y - \bar{y})] & E[(y - \bar{y})^2] \end{pmatrix} \quad (\text{IV.5})$$

- la matrice de covariance est ensuite diagonalisée, et la plus grande des valeurs propres, λ_0^2 , est une mesure (en nombre de tours) de la variance du cluster selon son grand-axe, donc de l'allongement du cluster.

La figure IV.5 montre la distribution des clusters dans les données réelles en fonction de leur impulsion transverse et de λ_0^2 . La bande des clusters circulaires est clairement visible autour de $\lambda_0^2 = 0,25$. La zone occupée par les π^0 dont les deux gerbes ont fusionné en un seul cluster est située à grands λ_0^2 lorsque l'énergie du π^0 est faible – donc l'angle d'ouverture θ de la décroissance est large – et se rapproche ensuite progressivement, jusqu'à s'y fondre, de la bande des photons lorsque l'énergie augmente. Les photons et π^0 sont bien séparés jusqu'à une énergie de 20 GeV par la coupure utilisée, à 0,3.

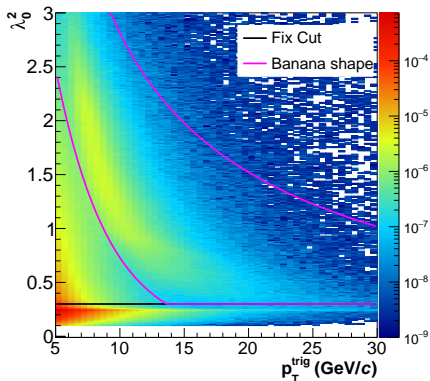


FIGURE IV.5 – Distribution du λ_0^2 des clusters dans les données réelles en fonction de leur impulsion transverse. Le trait horizontal indique une coupure à 0,3, en-dessous de laquelle les clusters sont circulaires. La coupure en banane sert à la sélection des clusters allongés.

Isolation :

Enfin, une caractéristique évidente des photons directs est qu’ils sont produits de manière isolée, en comparaison avec les photons de décroissance (dont le partenaire se trouve dans une zone angulairement proche, et dont la particule-mère est accompagnée d’autres produits de l’hadronisation d’un parton) ou de fragmentation (qui sont accompagnés du reste du jet également).

Une sélection sur le fait que le cluster considéré est accompagné ou non d’activité dans un cône de rayon R autour de lui (le cône d’isolation) permet donc en principe de rejeter ces contributions de fond. Dans la réalité, l’événement sous-jacent est source d’une activité qui, bien que réduite en $\mathbf{p-p}$, ne permet pas de considérer les photons directs comme strictement isolés. Une mesure quantitative du degré d’isolation est donc nécessaire : la somme $\sum E_{\perp}^{\text{in cone}}$ de l’énergie transverse de toutes les traces chargées et clusters se trouvant dans ce cône.

Une telle coupure permet d’éliminer la plus grande partie des photons de fragmentation, et une bonne proportion des photons de décroissance auxquels la coupure en λ_0^2 ne permet pas d’accéder.

L’étude de l’efficacité et du taux de réjection de la coupure en fonction de sa valeur et de la taille du cône dans lequel l’énergie est sommée a conduit au choix d’un cône de rayon 0,4 radians – compromis entre des rayons plus grands permettant une meilleure discrimination signal/fond, et des rayons plus petits permettant de couvrir une zone en acceptance plus large sans qu’une partie du cône tombe hors d’une zone instrumentée –, et une valeur maximale de 1 GeV d’énergie transverse dans ce cône. L’efficacité de cette coupure sur le signal est de 85 % à tous les p_{\perp} .

3.2 Contributions de fond aux candidats photon sélectionnés

Une fois effectuées les sélections décrites ci-dessus, la pureté de l’échantillon qui en résulte reste à estimer afin de corriger la distribution $f(x_E)$ totale obtenue des contributions dues au fond.

Pour alléger l’écriture, on considérera dans les formules de cette section que l’on se place dans un bin d’impulsion transverse $p_{\perp \text{trig}}$ donné pour la particule-trigger.

3.2.1 Notations

Soit $N_{i,j}^k$ un nombre de clusters créés par les particules de type i , satisfaisant les critères de sélection j en λ_0^2 et k en (anti-)isolation, avec les notations suivantes :

- $j = \bullet$ (resp. $\neq \bullet$) : clusters ronds (resp. allongés, ou elliptiques) ;
- $k = iso$ (resp. $\neq iso$) : clusters isolés (resp. anti-isolés, c’est-à-dire avec une quantité d’énergie dans le cône d’isolation supérieure à un seuil).

Les sélections \bullet et $\neq \bullet$ en λ_0^2 ne sont pas nécessairement complémentaires, pas plus que les sélections iso et $\neq iso$. Les types i de particules peuvent être : les deux photons de décroissance d’un π^0 joints dans un même cluster, ou un seul des photons de décroissance d’un π^0 ($\gamma_{\pi^0\text{-decay}}$) ou d’un η ($\gamma_{\eta\text{-decay}}$), le second photon de décroissance (celui qui n’est pas le cluster-trigger) pouvant être ou non dans le cône d’isolation (ou bien n’être pas détecté) – on notera ces cas par exemple $\gamma_{\pi^0\text{-decay,pair}}$ et $\gamma_{\pi^0\text{-decay,sing}}$ dans le cas du π^0 .

Pour la lisibilité, on notera $S_j^k = N_{\text{direct-}\gamma,j}^k$, et B_j^k la somme des contributions de bruit. Dans les formules ci-dessous, la notation N sans indice i vaudra pour $S + B$. Enfin, la fraction d’isolation désigne le rapport $\frac{N_{i,j}^{iso}}{N_{i,j}^{iso} + N_{i,j}^{\neq iso}}$.

3.2.2 Estimations de la pureté

Pour estimer la pureté de l'échantillon de signal sélectionné dans le plan $(\lambda_0^2; \sum E_{\perp}^{\text{in cone}})$ (zone A), 3 zones de bruit (B, C, D) doivent être définies, telles que schématisées dans la figure IV.6. La pureté de l'échantillon de clusters sélectionné s'écrit :

$$p = \frac{S_{\bullet}^{\text{iso}}}{N_{\bullet}^{\text{iso}}} = 1 - \frac{B_{\bullet}^{\text{iso}}}{N_{\bullet}^{\text{iso}}} \quad (\text{IV.6})$$

Estimer p revient donc à estimer B_{\bullet}^{iso} .

Sous l'hypothèse d'indépendance de λ_0^2 et $\sum E_{\perp}^{\text{in cone}}$ pour le fond (égalité des fractions d'isolation à bas et haut λ_0^2), c'est-à-dire :

$$\frac{B_{\bullet}^{\text{iso}}}{B_{\neq\bullet}^{\text{iso}}} = \frac{B_{\neq\bullet}^{\text{iso}}}{B_{\neq\bullet}^{\text{iso}}} \quad \text{soit encore :} \quad \frac{B_{\bullet}^{\text{iso}}/B_{\neq\bullet}^{\text{iso}}}{B_{\neq\bullet}^{\text{iso}}/B_{\neq\bullet}^{\text{iso}}} = 1 \quad (\text{IV.7})$$

et sous réserve que les coupures définissant les zones B, C, D permettent de considérer le signal comme négligeable dans ces zones, B_{\bullet}^{iso} peut être déterminé en écrivant :

$$B_{\bullet}^{\text{iso}} = \frac{B_{\neq\bullet}^{\text{iso}} B_{\neq\bullet}^{\text{iso}}}{B_{\neq\bullet}^{\text{iso}}} = \frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso}} N_{\neq\bullet}^{\text{iso}}}{N_{\neq\bullet}^{\text{iso}}} \quad (\text{IV.8})$$

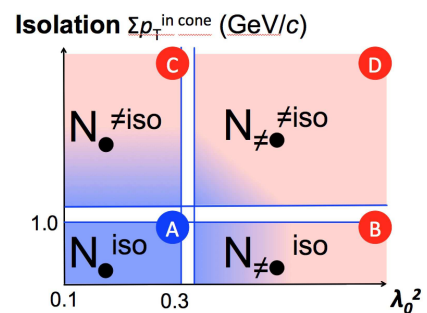
On peut alors dériver de l'équation IV.6 :

$$p_1 = 1 - \frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso}}/N_{\neq\bullet}^{\text{iso}}}{N_{\bullet}^{\text{iso}}/N_{\neq\bullet}^{\text{iso}}} \quad (\text{IV.9})$$

En réalité, l'hypothèse IV.7 est fautive, car les différentes sources de fond ne se comportent pas de la même manière, ce qui engendre des fractions d'isolation différentes à bas et haut λ_0^2 . Deux sources de biais peuvent être identifiées :

- lorsqu'un méson neutre décroît en deux photons bien séparés angulairement¹, le plus énergétique des deux donne naissance au cluster-trigger – rond –, mais le second photon de décroissance crée également un cluster qui, s'il appartient au cône d'isolation, biaise l'estimation du caractère isolé du cluster-trigger, par rapport à une décroissance du même méson selon un angle plus faible, qui ne donne lieu qu'à un seul cluster, allongé celui-ci.
- les clusters créés par plusieurs particules : l'une est un photon qui aurait dû donner lieu à un cluster rond, et l'autre une particule quelconque non associée à une trace chargée qui, en déposant de l'énergie à proximité de la gerbe électromagnétique du photon, donne au cluster résultant une forme allongée.

FIGURE IV.6 – Définition de la zone à sélectionner pour avoir un échantillon de photons directs (A), et des trois zones de fond (B, C, D) utilisées pour l'estimation de la pureté dans la zone A.



Puisque le double-ratio de l'équation IV.7 ne peut pas être extrait des données, la méthode que nous utilisons se propose d'en prendre la valeur dans la simulation de collisions p - p intégrant la génération de particules, leur décroissance, leur propagation, leur interaction avec les détecteurs, et enfin la réponse de ces derniers.

Toutefois, comme le montre la figure IV.7, la simulation reproduit mal à la fois la distribution en λ_0^2 des données et celle de la fraction de clusters isolés. Il est donc nécessaire de développer des méthodes d'estimation de la pureté de l'échantillon obtenu après les sélections qui reposent sur la simulation d'une manière qui dépende le moins possible de ces défauts, par exemple en utilisant des doubles-ratios : c'est la méthode présentée ici.

Pour minimiser les biais dus à la mauvaise reproduction de la distribution en λ_0^2 des données par la simulation, deux modifications (smearing) ad-hoc de la valeur de λ_0^2 , cluster par cluster, ont été testées

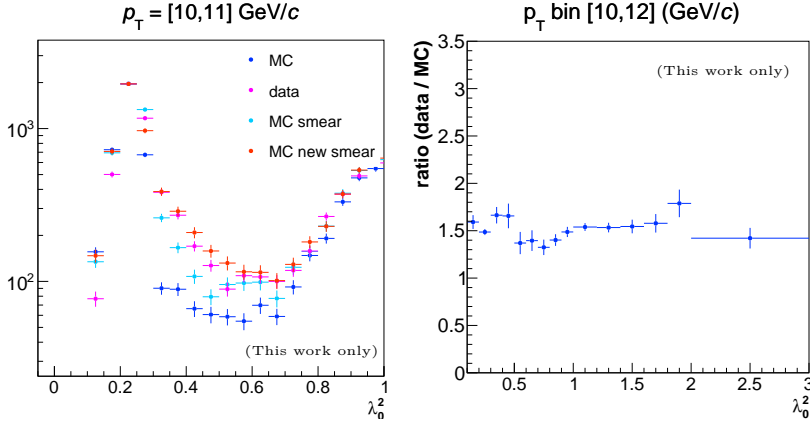


FIGURE IV.7 – **Gauche** : distributions en λ_0^2 dans les données (magenta) et dans la simulation (bleu). En cyan et rouge, les deux distributions résultant de la modification de la valeur de λ_0^2 dans la simulation. Les 4 distributions sont normalisées au même maximum. **Droite** : en fonction de λ_0^2 , rapport des grandeurs $N^{iso}/N^{\neq iso}$ dans les données et dans la simulation, après modification du λ_0^2 dans cette dernière.

(figure IV.7, gauche). Comme l’une et l’autre encadrent la distribution des données réelles, l’écart obtenu sur l’estimation de la pureté par ces deux modifications est utilisé comme systématique.

La différence des fractions d’isolation dans la simulation par rapport aux données est beaucoup plus grande, et les tentatives d’en comprendre l’origine n’ont pas encore convergé. Cependant, la platitude en λ_0^2 de leur rapport (FIG. IV.7, droite) est un résultat encourageant concernant la faisabilité de cette mesure.

Deux possibilités s’offrent alors :

- utiliser une simulation purement jet-jet (MC-JJ) pour estimer le double-ratio IV.7, et choisir des coupures, dites “serrées”, telles que les 3 zones de fond utilisées soient exemptes de signal ;
- choisir de tenir compte également de la présence de signal et donc de la corriger, en utilisant le mélange adéquat de simulation jet-jet et gamma-jet (MC- γ J+JJ) : cela permet d’élargir les coupures qui sélectionnent les zones de fond, qui seront alors appelées “nominales”, et de bénéficier de plus de statistique dans les 3 zones de fond pour estimer la pureté.

Correction MC-JJ : pureté p_2 :

L’hypothèse

$$\left(\frac{B_{\bullet}^{iso}/B_{\bullet}^{\neq iso}}{B_{\neq \bullet}^{iso}/B_{\neq \bullet}^{\neq iso}} \right)_{data} = \left(\frac{B_{\bullet}^{iso}/B_{\bullet}^{\neq iso}}{B_{\neq \bullet}^{iso}/B_{\neq \bullet}^{\neq iso}} \right)_{MC-JJ} \quad (IV.10)$$

permet d’extraire $(B_{\bullet}^{iso})_{data}$, et donc d’obtenir l’estimation suivante de la pureté :

$$p_2 = 1 - \left(\frac{B_{\neq \bullet}^{iso}/B_{\neq \bullet}^{\neq iso}}{N_{\bullet}^{iso}/B_{\bullet}^{\neq iso}} \right)_{data} \Bigg/ \left(\frac{B_{\neq \bullet}^{iso}/B_{\neq \bullet}^{\neq iso}}{B_{\bullet}^{iso}/B_{\bullet}^{\neq iso}} \right)_{MC-JJ} \quad (IV.11)$$

Si les zones de fond sont choisies loin de là où le signal est prépondérant, on peut y écrire que $B_{data} \simeq N_{data}$, et la formule IV.11 ci-dessus peut alors être utilisée. L’ordre de grandeur de la contamination de signal dans les trois zones de fond est estimé par le biais de la simulation.

Tandis que pour les coupures nominales, la proportion de signal est respectivement de 1 à 6 %, de 0,5 à 4 %, et négligeable dans les zones B, C et D pour $p_{\perp trig}$ de 10 à 25 GeV, les coupures que nous choisissons d’utiliser pour cette méthode, bien que laissant une statistique acceptable, réduisent la contribution du signal à moins de 2 % à haut $p_{\perp trig}$ dans la zone B et à des quantités bien inférieures au pourcent dans les zones C et D. Ces valeurs sont considérées comme acceptables.

Correction MC- γ J+JJ : pureté p_3 :

Si l’on souhaite s’affranchir de l’hypothèse d’absence du signal dans les zones de bruit, il faut alors passer de l’hypothèse IV.10 exprimée avec des termes en B à une expression impliquant les véritables grandeurs observables, c’est-à-dire avec des termes en N .

En posant $B_i^k = k_i^k N_i^k$, l’hypothèse IV.10 s’écrit

$$\left(\frac{B_{\bullet}^{iso}/k_{\bullet}^{\neq iso} N_{\bullet}^{\neq iso}}{k_{\neq \bullet}^{iso} N_{\neq \bullet}^{iso}/k_{\neq \bullet}^{\neq iso} N_{\neq \bullet}^{\neq iso}} \right)_{data} = \left(\frac{B_{\bullet}^{iso}/k_{\bullet}^{\neq iso} N_{\bullet}^{\neq iso}}{k_{\neq \bullet}^{iso} N_{\neq \bullet}^{iso}/k_{\neq \bullet}^{\neq iso} N_{\neq \bullet}^{\neq iso}} \right)_{MC-\gamma J+JJ} \quad (IV.12)$$

1. De manière générale, on peut ajouter à cette source de biais tous les modes de décroissance dont l’état final comporte d’autres particules que celle(s) qui crée(nt) le cluster-trigger, par exemple le mode $\eta \rightarrow 3\pi^0$.

Sous l'hypothèse supplémentaire

$$\left(\frac{k_{\neq\bullet}^{iso}}{k_{\neq\bullet}^{iso} k_{\neq\bullet}^{iso}} \right)_{data} = \left(\frac{k_{\neq\bullet}^{iso}}{k_{\neq\bullet}^{iso} k_{\neq\bullet}^{iso}} \right)_{MC-\gamma J+JJ} \quad (IV.13)$$

l'équation IV.10 devient alors

$$\left(\frac{B_{\neq\bullet}^{iso}/N_{\neq\bullet}^{iso}}{N_{\neq\bullet}^{iso}/N_{\neq\bullet}^{iso}} \right)_{data} = \left(\frac{B_{\neq\bullet}^{iso}/N_{\neq\bullet}^{iso}}{N_{\neq\bullet}^{iso}/N_{\neq\bullet}^{iso}} \right)_{MC-\gamma J+JJ} \quad (IV.14)$$

ce qui permet d'écrire la pureté sous cette nouvelle forme :

$$p_3 = 1 - \left(\frac{N_{\neq\bullet}^{iso}/N_{\neq\bullet}^{iso}}{N_{\neq\bullet}^{iso}/N_{\neq\bullet}^{iso}} \right)_{data} \left/ \left(\frac{N_{\neq\bullet}^{iso}/N_{\neq\bullet}^{iso}}{B_{\neq\bullet}^{iso}/N_{\neq\bullet}^{iso}} \right)_{MC-\gamma J+JJ} \right. \quad (IV.15)$$

3.2.3 Résultats

Les coupures nominales pour la sélection des zones de fond sont : $\sum E_{\perp}^{\text{in cone}} > 1,0 \text{ GeV}$, $\lambda_0^2 > 0,3$ et $\lambda_0^2 \in$ "coupure banane". Les coupures serrées remontent le seuil en $\sum E_{\perp}^{\text{in cone}}$ à $3,0 \text{ GeV}$, et celui sur λ_0^2 à $0,6$.

L'influence de la quantité de signal restant dans les zones de fond pour l'estimation de la pureté p_2 a été estimée de deux manières :

- D'une part, un test de fermeture a été fait avec la simulation, en remplaçant le terme $(\dots)_{data}$ de l'équation IV.11 par le terme issu du mélange de simulations $\gamma J+JJ$. La pureté obtenue et la pureté "vraie" de la simulation diffèrent de moins de 2 % en relatif, ce qui montre que les faibles quantités de signal restant n'influencent pas le résultat.
- D'autre part, le biais introduit sur la pureté p_2 en passant des coupures serrées aux coupures nominales est inférieur à 5 % en relatif.

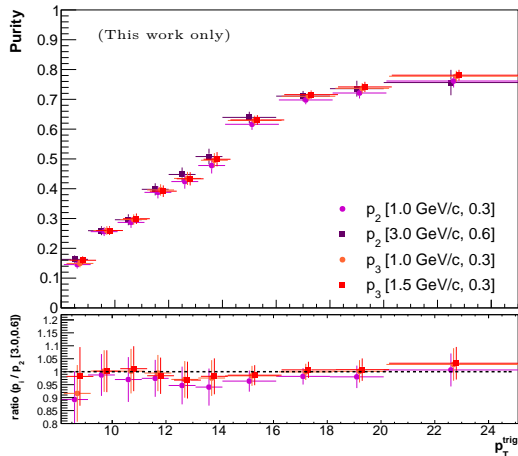


FIGURE IV.8 – Evolution de la pureté mesurée en fonction du p_{\perp} : p_2 avec des coupures trop lâches (magenta) et avec les coupures serrées (prune), p_3 avec des coupures trop lâches (orange) et avec les coupures nominales (rouge). En bas, les rapports des puretés avec la pureté " p_2 coupures serrées" sont donnés.

Enfin, l'évolution de la valeur de p_3 en fonction des coupures en λ_0^2 et en anti-isolation qui définissent les zones de fond a été étudiée : la différence entre les valeurs de pureté p_3 obtenues avec deux coupures différentes est inférieure à $0,02$ sur toute la gamme explorée.

La figure IV.8 résume ces résultats. On y constate que les valeurs de p_2 avec les coupures serrées et p_3 avec les coupures nominales sont compatibles.

3.3 Mesure du nombre de hadrons corrélés

Les hadrons qui sont corrélés à la particule-trigger sont les traces chargées reconstruites dans la TPC. La mesure du nombre de hadrons corrélés N_h nécessite deux corrections du comptage des particules dans le cône opposé à la particule-trigger :

- une partie des hadrons présents dans le cône ne provient pas de l'hadronisation du parton corrélé, mais de l'événement sous-jacent (UE), il faut donc soustraire statistiquement leur contribution ;
- l'efficacité de détection des hadrons n'est pas égale à 1.

L'UE étant isotrope, l'estimation de la contribution des hadrons provenant de l'UE est faite par le biais d'un comptage des hadrons dans des cônes perpendiculaires à la particule-trigger, de manière à éviter toute contribution des hadrons issus des jets. Cela étant fait statistiquement et non événement par événement, cette correction est opérée sous la forme d'une soustraction à la fonction $f(x_E)$ globale (voir l'équation IV.16).

Quant à la seconde correction, les facteurs α_{corr}^{away} et α_{corr}^{UE} donnant le rapport entre le nombre de hadrons vraiment présents et le nombre de hadrons effectivement détectés sont obtenus par la simulation. Ils évoluent typiquement de 1,15 à bas x_E à 1,8 à haut x_E .

4 Corrélations photon-hadrons

La formule générale pour tenir compte de la pureté de l'échantillon de clusters-trigger, de la contribution de l'événement sous-jacent dans les hadrons corrélés et de l'efficacité de détection des hadrons est :

$$f(x_E)^\gamma \text{ directs} = \alpha_{corr}^{away} \left(\frac{1}{p} f(x_E)^{clusters} - \frac{1-p}{p} f(x_E)^{bruit} \right) - \alpha_{corr}^{UE} f(x_E)^{UE} \quad (\text{IV.16})$$

où l'on n'a considéré ici qu'un bin d'impulsion $p_{\perp trig}$ de la particule-trigger pour simplifier l'écriture.

4.1 Distributions en x_E pour les contributions au fond

Le fond est composé des contributions multiples qui ont été listées au § IV-3.2.1. Toutes n'ont pas une distribution $f(x_E)$ mesurable dans les données. Cependant :

- La distribution $f(x_E)$ pour des triggers π^0 ne peut pas dépendre de la cinématique de décroissance du π^0 . Il est donc attendu que cette distribution soit la même pour les π^0 dont les deux photons forment un unique cluster et pour les $\gamma_{\pi^0\text{-decay,sing}}$ et $\gamma_{\pi^0\text{-decay,pair}}$. La figure IV.4 p. 39 montre en effet que l'asymétrie de la décroissance est telle que l'énergie du cluster d'un photon de décroissance est très proche de l'énergie initiale du π^0 .
- Les η sont une contribution minoritaire bien que non négligeable, et il n'est pas attendu que la distribution $f(x_E)$ qui leur est associée soit très différente de celle des π^0 . Par contre, la figure IV.4 montre que des décroissances plus symétriques peuvent être observées, le cluster-trigger pouvant ainsi sous-estimer l'énergie réelle de sa particule-mère.

Le $f(x_E)$ peut être mesuré dans les données pour les π^0 fusionnés (clusters à haut λ_0^2), ainsi que pour les $\gamma_{\pi^0\text{-decay,pair}}$ (identification par une analyse en masse invariante), et les valeurs ont été trouvées en accord dans les barres d'erreur. Le $f(x_E)$ pour les $\gamma_{\eta\text{-decay,pair}}$ est théoriquement mesurable, mais la statistique actuelle ne le permet pas. Dans la simulation, les distributions $f(x_E)$ des 5 contributions de fond ont également été trouvées en accord.

Sur la base de ces arguments, une même distribution a été utilisée pour toutes les contributions de fond : celle des π^0 fusionnés, qui a la meilleure statistique.

4.2 Résultat en collisions p-p pour les photons

Les distributions en x_E mesurées pour l'ensemble des clusters, pour les π^0 à haut λ_0^2 et pour l'événement sous-jacent sont présentées FIG. IV.9. La composante due à l'UE est dominante à petits x_E , du fait de sa distribution molle en p_{\perp} . Les petites incertitudes statistiques sur la mesure de ces contributions sont trompeuses : la faible différence entre les fonctions $f(x_E)$ pour les clusters inclusifs et pour les π^0 résulte en une incertitude relative importante sur le résultat final. Une fois les corrections effectuées en effet, la distribution en x_E des photons directs obtenue, présentée dans la figure IV.9, est entachée d'une incertitude statistique supérieure à 10 % dans les meilleurs bins.

La distribution en x_E pour des triggers- π^0 semble ici un simple produit dérivé de l'analyse. Pourtant, bien qu'elle ne soit pas notre but principal, elle apporte elle aussi des informations intéressantes. En effet, les π^0 isolés portent une fraction de l'énergie moyenne du parton dont ils sont issus d'environ 0,8 [131], ce qui signifie qu'ils sont, en p-p, une bonne référence de l'énergie du processus dur. Comme nous l'avons vu, ce sera différent dans les collisions Pb-Pb, mais reste que le parton opposé à un trigger- π^0 isolé est majoritairement un gluon, tandis que les photons directs sont majoritairement corrélés avec un quark (FIG. IV.1 p. 36) : cela offre une sensibilité à la nature du parton et motive donc ce type de mesure.

Dans un large intervalle de x_E , la distribution est une exponentielle dont la pente peut être comparée à celle des fonctions de fragmentation tabulées. La figure IV.10 montre que ces pentes sont compatibles. Les pentes des distributions $f(x_E)$ obtenues en corrélations π^0 -hadron sont également compatibles avec les valeurs données par la simulation, eu égard à l'impulsion moyenne du parton $\langle z \rangle$ prise par le π^0 selon qu'il est isolé ou non.

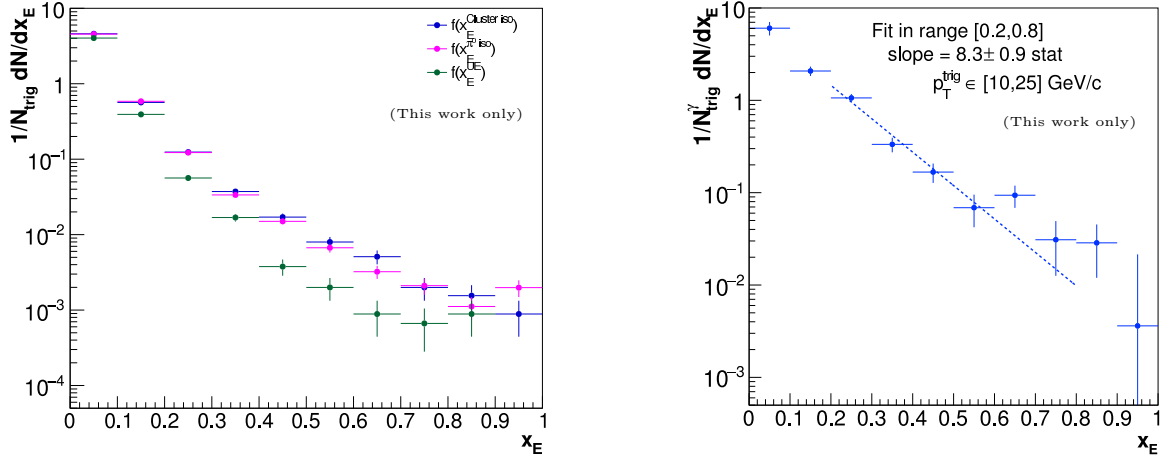


FIGURE IV.9 – **Gauche** : distributions en x_E pour l'ensemble des clusters sélectionnés (bleu), pour les π^0 uniquement (magenta), et pour l'UE (vert) (ces distributions ne sont pas normalisées par la largeur des bins). **Droite** : distribution $f(x_E)$ obtenue pour les photons directs. L'incertitude est statistique seulement, et le résultat est préliminaire.

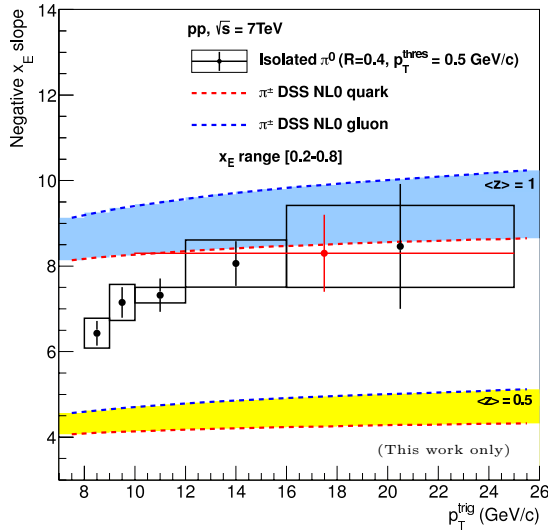


FIGURE IV.10 – Comparaison entre la pente exponentielle de la fonction $f(x_E)$ pour les π^0 (noir) et photons (rouge) isolés et la pente des fonctions de fragmentation DSS pour deux valeurs de l'impulsion moyenne du parton portée par la particule-trigger [43]. Ces résultats sont préliminaires.

5 Incertitudes sur le résultat

Comme on peut le constater sur la figure IV.9, l'incertitude statistique sur la distribution en x_E supérieure à 10 % dans tous les bins transparait dans la mesure de la pente. Le but étant de mesurer non pas uniquement la modification de la pente mais aussi celle de la fonction $f(x_E)$ elle-même, en particulier à $x_E < 0,1$ (cf. § V-3), il est toutefois encourageant de constater que l'incertitude dans le premier bin reste raisonnable, malgré la soustraction d'un événement sous-jacent prépondérant dans ce bin.

Les plus importantes sources possibles d'incertitude systématique qui ont été considérées sont :

- La résolution en énergie du calorimètre et en impulsion du système de trajectographie, sur l'isolation d'une part, et sur la détermination des valeurs utilisées pour calculer x_E d'autre part, ainsi que les paramètres utilisés pour la reconstruction des traces. Dans les deux cas, l'effet trouvé est inférieur au pourcent.
- Les coupures appliquées : sur le track-matching, sur le λ_0^2 pour les zones de signal et de fond, et sur l'isolation pour les zones de signal et de fond : les variations de la distribution en x_E induites par des changements des valeurs de coupures sont inférieures au pourcent.
- La fonction de smearing utilisée pour que la simulation reproduise mieux les distributions en λ_0^2 des données réelles : dans la mesure où ces méthodes satisfaisantes ont été trouvées, la non-reproduction de la distribution en λ_0^2 des données par la simulation est considérée comme un biais que l'on corrige. L'incertitude systématique considérée est donc celle sur la correction uniquement, et est de l'ordre de 1 %.
- La méconnaissance de la quantité de photons directs dans les données et de sa distribution dans les

4 zones utilisées pour déterminer la pureté a été subdivisée en trois contributions issues d'autant de manières pour la simulation de mal reproduire les données réelles : une variation de la section efficace des photons directs par rapport à celle du bruit, une mauvaise reproduction du λ_0^2 , et une mauvaise reproduction de l'isolation. L'incertitude obtenue est de l'ordre du pourcent.

- La validité de l'hypothèse IV.14 p. 43 : bien que nous ayons des raisons de croire que cet élément de l'analyse est bien maîtrisé, le recensement des arguments quantitatifs pour le démontrer formellement n'est pas encore terminé. Cette incertitude évolue de 3 à 10 % sur la pureté; il a déjà été démontré que cette dernière n'induit qu'une incertitude faible sur la distribution $f(x_E)$ finale, d'environ 2 % dans $x_E \in [0,2; 0,9]$. Elle monte cependant à 15 % dans le premier bin en x_E , ce qui montre qu'il faudra améliorer la mesure de la pureté au run-II.
- L'incertitude systématique due aux facteurs de correction α_{corr} varie de 2 à 14 % pour $x_E \in [0,0; 0,8]$, et n'est que la propagation sur ces facteurs de l'incertitude due à la statistique de la simulation : elle pourra donc être réduite lorsque les données du run-II seront analysées.
- Enfin, la comparaison de la distribution en x_E pour 3 périodes distinctes de prise de données donne lieu à des variations globales de l'ordre de la barre d'erreur statistique, qui devront être prises en compte dans cette analyse. Il s'agit toutefois de variations liées aux conditions de prise de données 2011, qui ne posent donc pas une menace pour l'analyse des données du run-II.

En conclusion, cette étude montre que la mesure de la distribution $f(x_E)$ dans les corrélations photon-hadrons est faisable dans les systèmes **p-p** et **p-Pb**, et que l'incertitude dominante à l'issue du run-I est, de loin, l'incertitude due à la statistique collectée, ce qui augure une amélioration significative de cette mesure avec les données du run-II. Les incertitudes systématiques sont toutes négligeables devant l'incertitude statistique, bien que l'évaluation précise de certaines d'entre elles reste à terminer avant de pouvoir savoir si elles constitueront des facteurs limitants à l'issue du run-II.

Chapitre V

Perspectives

Ma torno al mio cugino fuggiasco dal destino che lo vorrebbe ciapato : sul volto ha dipinto l'orrore stupito di chi si è reso conto di essersi imbarcato in un'avventura senza ritorno. Credo che molti degli Argonauti avessero la sua espressione, quando capirono che Giasone era un pazzo visionario : l'espressione del tipo "Gesù-Maria-so-ciavà".

Mais revenons à mon cousin fuyant le destin qui voudrait qu'il se fasse choper : sur son visage est inscrite l'horreur étonnée de celui qui a réalisé s'être embarqué dans une aventure sans retour. Je crois que beaucoup des Argonautes eurent son expression, quand ils comprirent que Jason était un fou visionnaire : l'expression du style "Merde-merde-j'l'ai-dans-l'cul".

*Paolo Malagutti
Sillabario veneto
(2011)*

Italien et dialecte de Padova.

Les perspectives envisagées sont déclinées en 6 thèmes faisant chacun l'objet d'une section : à court terme (2018), ce qui est lié à la calibration et compréhension du calorimètre, et les améliorations et développements prévus pour les techniques d'analyse. Concernant le moyen terme (2025), des perspectives envisagées pour la connaissance de l'interaction entre un parton et le QGP, puis plus généralement pour l'étude du QGP, sont présentées. Enfin, les deux dernières sections se portent à plus long terme et donnent des pistes d'évolution des outils expérimentaux ainsi que des ponts pouvant être tracés avec d'autres disciplines.

1 Connaissance du calorimètre

La calibration du calorimètre a révélé des tours au comportement anormal, et/ou ne pouvant être calibrées, par manque de statistique par exemple. Leur masquage dans les analyses peut conduire à réduire l'acceptance de manière non négligeable, puisque les clusters dont le barycentre se trouve dans une tour voisine de la tour masquée sont également retirés des analyses. Le recensement de ces tours a permis d'identifier des problèmes et limitations, sur lesquelles des efforts seront donc portés. De plus, bien que le comportement et la calibration du calorimètre soient satisfaisants pour la grande majorité des tours, certains effets systématiques sont mal connus (voir § III-4.2).

L'amélioration de nos capacités d'utilisation du calorimètre prend plusieurs formes.

Premièrement, un obstacle à l'obtention d'une statistique suffisante pour calibrer toutes les tours du calorimètre est la non-uniformité de la statistique collectée, plus importante au centre des supermodules que sur les bords du fait des effets d'acceptance pour la décroissance $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Pour mieux répartir la statistique collectée entre les tours, une géométrie particulière de trigger a été développée en 2015. Les résultats ne sont pas encore finaux, mais il semble qu'il soit possible d'obtenir, sans biais significatif sur la calibration, une statistique double dans les tours les moins favorisées sans changer le nombre total d'événements collectés¹.

En outre, pour s'affranchir des biais potentiels que pourrait causer une connaissance imparfaite de l'alignement des supermodules entre eux, il a été imposé jusqu'à présent que les deux photons utilisés pour reconstruire le π^0 se trouvent dans le même supermodule. Une étude planifiée pour l'été 2016 devrait permettre de savoir s'il est possible de relâcher cette contrainte, et ainsi de gagner en statistique.

Deuxièmement, un problème connu durant le run-I est apparu de façon plus évidente en 2015 : les distributions en masse invariante de π^0 de chaque tour sont ajustées par une gaussienne posée sur un polynôme du 2^e degré, dont le χ^2/ndf s'écarte significativement de 1 dans des zones particulières du calorimètre (cf. FIG. V.1). L'écart est causé par une déformation de la distribution dans la partie gauche du pic, qui peut induire un biais de l'ordre du pourcent ou au-delà sur l'estimation de la masse du π^0 .

Une étude sera prochainement démarrée pour comprendre si cet effet résulte de la présence de matériel non encore répertorié, et pour mieux quantifier le biais et mettre au point une manière d'y remédier.

Troisièmement, les outils permettant de changer les hautes-tensions appliquées aux tours doivent être améliorés pour d'une part atteindre une meilleure uniformité du trigger pour les nouveaux supermodules, et d'autre part converger vers des tensions qui ne seraient plus amenées à être modifiées. En particulier, les high voltage scans mentionnés au § III-2.2 doivent être réalisés pour les nouveaux supermodules, et une solution pérenne devra être trouvée pour les tours sans scan fiable.

1. Du fait d'un seuil de trigger différent, les événements collectés pour la calibration ne sont pas utilisés pour la Physique. Limiter la statistique de données à collecter permet donc aussi d'allonger la durée de la prise de données exploitables dans les analyses.

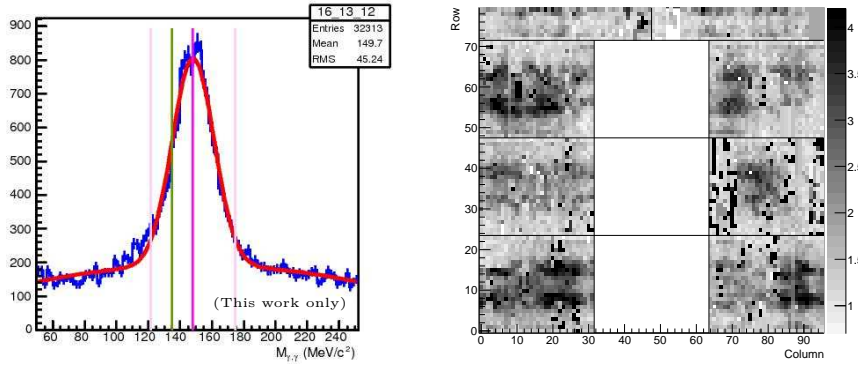


FIGURE V.1 – **Gauche** : exemple de distribution en masse invariante de π^0 pour une tour. **Droite** : en fonction du numéro de ligne et de colonne de la tour, distribution du χ^2/ndf de l’ajustement réalisé, pour les 8 super-modules de DCAL.

De plus, ce sont les signaux LED qui sont utilisés à la fois pour connaître la dépendance du gain d’une tour en fonction de la haute-tension, et pour affiner la haute-tension appliquée de manière à ce qu’elle corresponde bien au changement de gain désiré. Or, une étude a montré que le code d’extraction de l’amplitude moyenne du signal LED de chaque tour n’est pas robuste pour certaines distributions pathologiques, et n’est pas optimal pour les distributions saines. Il faudra donc l’améliorer dans un futur proche, en introduisant des protections et la gestion d’un binning variable en fonction de la statistique collectée.

Quatrièmement, la stabilité en temps des éléments du système n’est pas connue. Sans que l’on en soit encore sûrs, certains comportements observés pourraient être imputés à un gain d’APD changeant sporadiquement avec le temps, d’autres à une instabilité du système LED à divers niveaux (intensité de la LED, driver, couplages optiques,...).

Pour le premier cas, la recherche du pic en masse invariante de $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ pour les tours où la statistique collectée est la plus grande, ainsi que l’étude de la dépendance en temps (run par run) de la position du pic de π^0 , pourraient aider à la calibration de tours dont la distribution en masse invariante est ambiguë. Une calibration en utilisant la pente des spectres en énergie sera également conduite : bien que nous ayons montré que l’incertitude associée est élevée (de l’ordre de 20 %), cette méthode pourrait tout de même apporter un éclairage sur l’ordre de grandeur du gain des tours très fortement décalibrées.

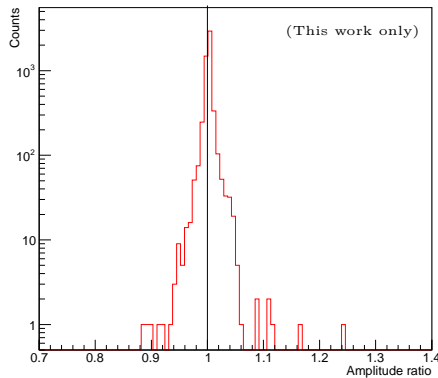


FIGURE V.2 – Distribution du ratio de l’amplitude du signal LED entre 2 runs pris avec les mêmes haute-tensions et dans les mêmes conditions de température, pour l’ensemble des tours d’EMCAL.

Pour le second cas, des études seront menées durant le run-II pour analyser les dépendances en temps et en température des signaux LED. Cela permettra peut-être de comprendre l’origine des distributions pathologiques d’amplitude LED, et d’améliorer la fiabilité du système : à l’heure actuelle, la très bonne reproductibilité de la mesure du gain, illustrée dans la figure V.2, n’est pas vraie pour une minorité de tours, ainsi qu’en témoignent les longues queues de distribution. L’enjeu est donc de pouvoir utiliser le système LED pour un diagnostic individuel des tours, plutôt que pour une simple utilisation globale. En outre, l’exploitation complète des données de température pourra permettre de déterminer individuellement le coefficient de variation du gain en fonction de la température pour chaque APD, et ainsi réduire le biais mentionné au § III-4.2.

Enfin, il faudra envisager de créer une base de données dans laquelle l’historique des observations pourra être stocké au fur et à mesure des années. Les comportements anormaux seraient ainsi suivis et corrélés, et les prises de décision mieux archivées, avec en corollaire un gain de temps au moment d’une nouvelle calibration.

2 Technique d'analyse

2.1 Facteurs limitants

L'étude systématique n'étant pas encore finalisée, il est trop tôt pour savoir quelles sources de systématiques seront limitantes au run-II, mais on peut dire que la maîtrise de l'UE, donc de la trajectométrie, sera essentielle pour aller à bas x_E . L'un des facteurs limitants de la mesure en $\mathbf{p-p}$ est aussi certainement la connaissance de la pureté en photons directs de l'échantillon sélectionné, qui repose sur la maîtrise des caractéristiques des diverses contributions de fond, dans les données réelles et la simulation.

En particulier, il sera souhaitable d'améliorer la reproduction des distributions en λ_0^2 par la simulation, et un travail important devra être réalisé pour comprendre les différences entre les distributions de $\sum E_{\perp}^{\text{in cone}}$ dans la simulation et les données, passant par l'étude des diverses contributions de fond chaque fois que cela sera possible, et peut-être par l'utilisation d'un autre générateur.

Certaines contributions de fond peuvent en effet être identifiées et isolées de manière satisfaisante. C'est le cas des clusters contenant les gerbes électromagnétiques des deux photons de décroissance d'un même méson, fusionnées, qui sont la seule contribution à haut- λ_0^2 tant que le p_{\perp} n'est pas trop élevé. Les photons de décroissance qui sont séparés en deux clusters peuvent, eux, être identifiés par une analyse en masse invariante. Du fait de l'application de la coupure d'isolation, la statistique au run-I est trop limitée pour que de telles études en masse invariante soient informatives, surtout pour le η [170], mais elles pourront être faites au run-II. Dans le paragraphe V-2.2, d'autres idées à explorer seront exposées.

En parallèle, des pistes pourront être suivies pour déterminer la pureté différemment, d'une manière qui ne dépende pas des mêmes paramètres de la simulation. Le paragraphe V-2.3 propose une telle méthode.

Enfin, l'environnement des collisions Pb-Pb est très différent et il n'a pas encore été démontré que la mesure y sera faisable. La section V-2.4 expose les problèmes principaux qui seront rencontrés et propose des pistes de solution.

2.2 Connaissance de la contamination par les mésons neutres

Plusieurs approches peuvent être suivies indépendamment pour mieux connaître la contamination due aux mésons neutres.

Contrairement aux autres calorimètres électromagnétiques du LHC, le calorimètre d'ALICE ne comporte ni segmentation longitudinale, ni détecteur de pied ou de maximum de gerbe, ni granularité fine (taille d'une tour comparable au rayon de Molière).

Les détecteurs TRD et TOF, placés entre la TPC et le calorimètre, sont toutefois faits d'une quantité de matériel qui, sans atteindre les normes d'un détecteur de pied de gerbe [179], motivent tout de même une étude pour savoir s'il est possible de les utiliser comme tels. Le TRD constitue 23,4 % de longueur de radiation X_0 [12], ce qui assure la conversion de 17 % des photons avant le TOF. La granularité du TOF, avec une surface des canaux seulement $1,5 \times 2,1$ fois plus fine en (η, φ) que celle des tours d'EMCAL, ne semble pas suffisante pour apporter une information spatiale. En revanche, il peut servir de véto pour éliminer les clusters de photons convertis dans le TRD, et donc pour améliorer les distributions en λ_0^2 .

Quant au TRD lui-même, il fournit 6 points d'échantillonnage avec une granularité 7 fois plus fine que le calorimètre dans la direction φ . Une étude est donc souhaitable pour savoir si un signal dans la 6^e couche peut fournir des informations discriminantes. Enfin, les informations obtenues dans le TRD et le TOF gagneront à être jointe à celles d'EMCAL¹ dans une analyse multivariée [131].

La contribution des clusters dus aux photoconversions et leur répartition en λ_0^2 peut également être évaluée en se basant sur le fait que les trajectoires de l'électron et du positron créés s'éloignent l'une de l'autre dans la direction azimutale φ du fait du champ magnétique. La comparaison d'une part des données prises à champ magnétique nul par rapport aux données normales, et d'autre part de la largeur des clusters dans les directions φ et η apporte donc des informations.

Enfin, une étude préliminaire a permis d'identifier le canal $K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, qui a un rapport d'embranchement de 31 %, comme source de π^0 identifiables jusqu'à des énergies de l'ordre de 15 GeV [169]. L'impulsion minimale du K_s^0 nécessaire pour obtenir des π^0 de 10 GeV est de 11 GeV, mais ce n'est que lorsqu'elle dépasse 15 GeV que des π^0 de cette énergie sont produits selon une probabilité raisonnable. S'il s'avère que la statistique est suffisante dans les données trigguées par EMCAL, une distribution en λ_0^2 pourra être obtenue pour cette composante "pure" du fond.

1. Pour ce qui est du calorimètre : 90 % de l'énergie de la gerbe est déposée dans un cylindre de rayon égal au rayon de Molière (R_M), soit environ la taille d'une tour (dont le côté mesure $2 \times 0,94R_M$). Entre R_M et $2R_M$, seulement 5 % de l'énergie de la gerbe est déposée, ce qui signifie d'une part que le nombre de tours touchées est beaucoup plus grand que 1, et d'autre part que ce sont les tours périphériques contenant peu d'énergie qui constituent l'information nécessaire à la différenciation γ/π^0 . Le fond en collisions noyau-noyau est ici l'obstacle principal.

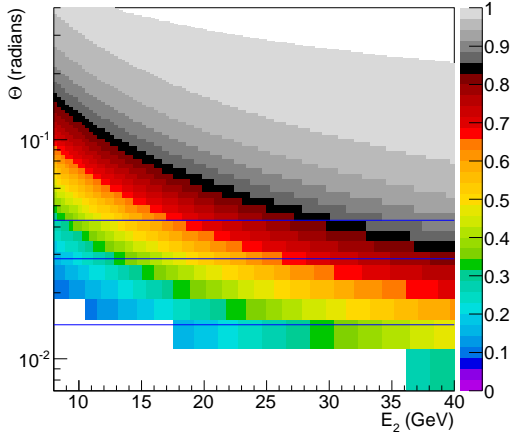


FIGURE V.3 – Distribution du rapport E_2/p_η de l'énergie d'un photon de décroissance sur l'impulsion du méson-père en fonction de l'énergie E_2 de ce photon et de l'angle de séparation avec le second, pour les η . Les lignes bleues donnent la taille angulaire de 1, 3 et 5 tours.

Dans un autre registre, la prise en considération non soignée des η pourra devenir source d'une systématique non négligeable, du fait de la cinématique de décroissance différente de celle du π^0 : la figure V.3 montre que dans la gamme d'énergie qui est la nôtre, la fraction d'énergie du η emportée par la particule-trigger peut descendre jusqu'à 0,5. Cela a deux conséquences :

- d'une part, la particule-trigger n'est plus alignée sur la particule-mère ; la distribution des hadrons utilisés pour la fonction $f(x_E)$ est donc symétrique autour d'un axe qui n'est pas celui défini par le cluster-trigger ;
- d'autre part, l'énergie de la particule-trigger n'est pas celle de la particule-mère, et la distribution en énergie des hadrons qui l'accompagnent peut donc être celle associée à une énergie en réalité double de celle observée.

Le traitement de la soustraction des fonctions $f(x_E)$ des différentes contributions de fond, présenté au § IV-4.1, devra donc être revu, ce qu'une meilleure statistique de données permettra de faire.

2.3 Pureté de la sélection

La constatation, lors de l'étude présentée au chapitre IV ainsi que dans la discussion à propos des η , du rôle très différent des diverses contributions de bruit amène à l'idée de traiter chacune de ces contributions de manière indépendante.

Soit f_i^{iso} la fraction des particules i qui sont isolées. La fraction d'isolation dépend de l'activité autour de la particule-trigger, mais pas de la forme du signal obtenu dans le calorimètre. f_i^{iso} est donc indépendante de λ_0^2 , pour une particule de type i . D'autre part, $N_{i,\bullet}^{iso}$ peut s'exprimer en fonction de $N_{i,\bullet}^{\neq iso}$ (et de manière similaire pour les hauts λ_0^2) :

$$N_{i,\bullet}^{iso} = \frac{f_i^{iso}}{1 - f_i^{iso}} N_{i,\bullet}^{\neq iso} \quad (\text{V.1})$$

L'estimation du terme $B_{i,\bullet}^{iso}$ de l'équation IV.6 p. 41 peut donc se faire en séparant les diverses contributions $B_{i,\bullet}^{iso}$ et en estimant chacune d'elles soit directement (cas des $\gamma_{\pi^0\text{-decay,pair}}$ et $\gamma_{\eta\text{-decay,pair}}$), soit à partir de la formule V.1 en utilisant leur fraction d'isolation et la quantité $B_{i,\bullet}^{\neq iso}$, obtenues de la manière détaillée ci-dessous.

La fraction d'isolation des $\gamma_{\pi^0\text{-decay,sing}}$ est égale à celle des clusters contenant les deux photons de décroissance, qui est facilement mesurée à hauts λ_0^2 . Les η pourraient néanmoins poser de nouveaux problèmes, car ils contribuent à $B_{i,\bullet}^{iso}$ à hauteur de 10 % aux bas $p_{\perp\text{trig}}$. Il est envisagé d'estimer leur fraction d'isolation en la déduisant de celle des $\gamma_{\eta\text{-decay,pair}}$, en soustrayant à $\sum E_{\perp}^{\text{in cone}}$ la contribution due au second photon de décroissance.

Pour ce qui est des termes $B_{i,\bullet}^{\neq iso}$, ils peuvent être déduits de la mesure de $N_{i,\bullet}^{\neq iso}$ si les proportions relatives $r_{i,\bullet}^{\neq iso} = \frac{B_{i,\bullet}^{\neq iso}}{N_{i,\bullet}^{\neq iso}}$ sont connues. Ces proportions ne pouvant être mesurées dans les données, il faudra les prendre dans la simulation (voir la figure V.4) et vérifier que leur variation dans une plage raisonnablement large n'induit pas de systématique démesurée sur la valeur de la pureté.

2.4 Stratégies pour aborder les autres systèmes de collision

Des travaux préliminaires [168,180] ont montré que les collisions **p-Pb** sont suffisamment similaires aux collisions **p-p** pour que la mesure puisse y être faite. Toutefois, une première modification doit être apportée : la

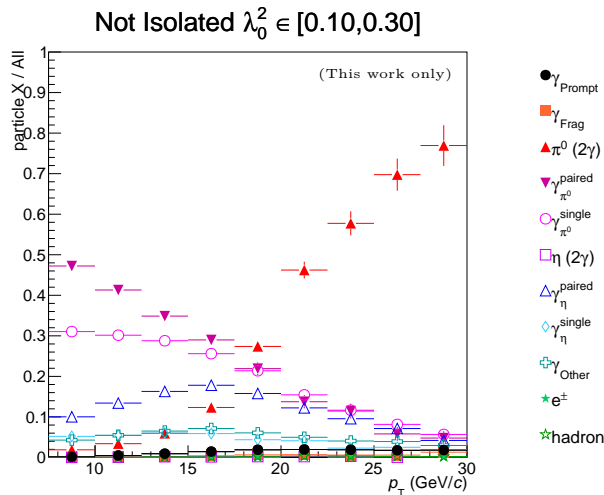


FIGURE V.4 – Proportion des différentes sources de clusters anti-isolés et à bas λ_0^2 en fonction de l'impulsion, d'après la simulation. Les photons directs sont les cercles pleins noirs, les π^0 dont les deux gerbes sont fusionnées en un seul cluster sont les triangles pleins rouges, les $\gamma_{\pi^0\text{-decay,pair}}$ sont les triangles inversés pleins mauves, et les $\gamma_{\pi^0\text{-decay,sing}}$ sont les cercles ouverts roses. Le η apparaît sous la forme des contributions $\gamma_{\eta\text{-decay,pair}}$ (triangles vides bleus) et $\gamma_{\eta\text{-decay,sing}}$ (losanges vides cyan).

contribution de l'événement sous-jacent à la somme en énergie présente dans le cône d'isolation de la particule-trigger devient en effet comparable à la valeur de la coupure utilisée en **p-p**, et doit donc être estimée et soustraite.

Dans le système de collision **Pb-Pb**, la haute multiplicité des événements accentue beaucoup les complications de l'analyse. Deux aspects particulièrement cruciaux ont fait l'objet d'une exploration [131, 167] et sont détaillés ci-dessous.

2.4.1 Anisotropie et estimation de l'événement sous-jacent

Tandis qu'en **p-p** la plupart des hadrons qui sont corrélés au photon direct dans l'analyse proviennent de l'hadronisation du parton opposé, en **Pb-Pb** la majeure partie d'entre eux provient de l'événement sous-jacent. Bien que l'on puisse imaginer mesurer cette contribution comme en **p-p**, dans des cônes perpendiculaires à la particule-trigger (§ IV-3.3), en réalité la présence d'effets collectifs non isotropes en azimut comme le flot elliptique (§ II-3.2) gêne l'estimation de cette contribution.

La fonction $f(x_E)$ due à l'UE est soustraite statistiquement (*cf.* EQ. IV.16 p. 44). Le plan de réaction étant indépendant de la direction d'émission du photon direct, les effets du flot elliptique devraient se moyennner sur toutes les directions, ce qu'une étude au premier ordre a confirmé.

L'importance de l'UE en **Pb-Pb** impose cependant d'étudier cela plus précisément. De plus, l'étude de la variation de la modification de la fonction de fragmentation en fonction de la direction d'émission du photon direct par rapport au plan de réaction (voir le § V-3.2) brise l'effet du moyennage et requiert une manière plus robuste de mesurer l'UE.

2.4.2 Isolation en environnement hostile

Les particules issues de l'événement sous-jacent contribuent également à la mesure de $\sum E_\perp$ dans le cône d'isolation. Alors que leur énergie totale est négligeable par rapport à la coupure de 1 GeV en **p-p**, et est de l'ordre de 2 GeV en **p-Pb**, elle atteint 25 GeV en moyenne et jusqu'à 40 GeV dans un cône de seulement 0,2 radians de rayon en **Pb-Pb**.

Il a été montré qu'il est possible de soustraire efficacement une telle quantité d'énergie, en mesurant la quantité d'énergie dans une bande qui recouvre les mêmes pseudo-rapidités que le cône d'isolation, de manière à s'affranchir le plus possible des effets dus au flot elliptique. On sait déjà que la mesure sera possible dans les collisions **Pb-Pb** périphériques. Dans les collisions les plus centrales en revanche, des biais de l'ordre du GeV sont observés et ne sont pas encore compris.

La coupure d'isolation est naturellement moins discriminante dans ces conditions. Les clusters sélectionnés comportent donc une partie de π^0 qu'il faut évaluer précisément afin que le résultat sur les corrélations photons directs - hadrons soit pertinent : le compromis entre un cône d'isolation large pour maximiser la discrimination, ou réduit pour minimiser les contraintes dues à l'estimation de l'UE dans le cône, reste à trouver.

Pour finir, ajoutons que le fait que l'énergie perdue par un parton dans le milieu se retrouve angulairement éloignée de l'axe du parton [113] risque de biaiser l'évaluation de l'UE vers le haut, à la fois pour l'isolation et pour l'estimation de $f(x_E)^{UE}$, puisque cette dernière est actuellement mesurée pour tous les clusters-trigger. Si l'étude de cet effet dans la simulation montre qu'il n'est pas négligeable, il faudra ne mesurer $f(x_E)^{UE}$ que pour les photons directs, en soustrayant statistiquement la contribution due aux π^0 .

Si la tâche peut sembler ardue au premier abord, certains éléments portent à l’optimisme : l’étude exploratoire réalisée [131] indique que la statistique est suffisante et que, grâce notamment à l’atténuation dans le milieu des particules de haut p_{\perp} , la contribution des photons de décroissance à l’échantillon sélectionné est comparable à celle observée dans les collisions $\mathbf{p-p}$. D’autre part, bien que l’estimation de l’UE fasse l’objet de complications dues aux anisotropies azimutales, son estimation est d’un certain côté plus aisée, du fait de la très grande statistique de particules disponible par événement. Enfin, la publication récente par STAR de la mesure d’une distribution très similaire au x_E en $\mathbf{p-p}$ et $\mathbf{Au-Au}$ aux mêmes énergies de processus [139] montre que la mesure est possible : l’expérience STAR est comparable à ALICE (une TPC suivie d’un TOF et d’un calorimètre électromagnétique). Le calorimètre de STAR est muni à la fois d’un détecteur de pied et de maximum de gerbe de granularités légèrement meilleures que les tours d’EMCAL, mais le calorimètre lui-même est sensiblement moins segmenté [181]. Enfin, la multiplicité des événements $\mathbf{A-A}$ n’est que raisonnablement plus élevée à LHC. Les conditions dans lesquelles la mesure est conduite sont donc assez comparables.

3 Interaction entre parton énergétique et QGP

La figure V.5 montre comment la modification de la fonction de fragmentation peut varier selon la valeur de \hat{q} , et selon les modèles. Avec les réserves nécessaires dues aux conditions simplifiées de ces calculs et au fait que l’observable ne soit pas exactement la même, il apparaît que la valeur de \hat{q} peut être contrainte par une mesure de la modification de $f(x_E)$. Cette valeur semble déjà raisonnablement bien connue [48], mais l’utilisation du photon comme référence de l’énergie du processus atténuerait¹ l’ambiguïté qui persiste lorsque des triggers-jets ou hadrons sont utilisés.

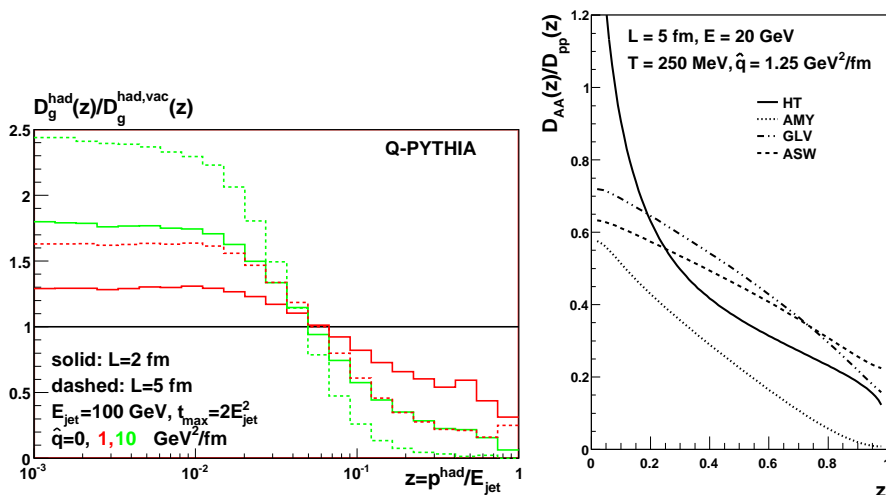


FIGURE V.5 – Rapports des fonctions de fragmentation en hadrons inclusifs dans le milieu par rapport au vide. **Gauche** : fragmentation d’un gluon, avec différentes valeurs de longueur traversée et de \hat{q} [49]. **Droite** : fragmentation d’un quark selon différents modèles, pour des conditions de température et \hat{q} identiques [56].

On observe d’autre part que les modèles prédisent ici des valeurs relativement similaires, ce qui pourrait jeter un doute sur la capacité d’une mesure en corrélations $\gamma - h$ de poser des contraintes sur les calculs théoriques ; mais il se trouve que les deux difficultés majeures d’une analyse de corrélations avec les photons directs sont l’estimation de la quantité de fond dû aux photons de décroissance, et la gestion de l’événement sous-jacent : une fois ces difficultés surmontées, diverses observables deviennent accessibles – dont la distribution en x_E des hadrons présentée au chapitre IV n’est qu’un exemple – qui permettent de tester les modèles selon d’autres paramètres, par exemple la distribution angulaire de l’énergie.

Comme cela a été dit au § II-3.3, une grande variété de mesures différentielles est en effet nécessaire pour contraindre les modèles théoriques. Il y a donc lieu de s’intéresser à l’évolution de la perte d’énergie et de sa redistribution dans le milieu en fonction de l’énergie initiale du parton, de sa masse, de sa charge de couleur, de la distance parcourue dans le milieu et de la densité de ce dernier. Les sections suivantes détaillent ces aspects.

3.1 Carte de la redistribution de l’énergie du parton

Plusieurs résultats ont montré que l’énergie perdue par le parton est redistribuée à très grands angles : [138] indirectement, puis [113, 140] qui se sont intéressés à deux bins angulaires. D’autres [184] se sont attaqués à l’observation de la variation de la forme du jet et ont déterminé que la distribution de la fraction d’impulsion

1. L’effet du milieu disparaît du côté du photon, mais des x_E différents ne sondent en fait pas les mêmes profondeurs d’interaction dans le milieu [182, 183].

du jet est déplétée dans les collisions **Pb-Pb** à 0,15 radians de l'axe du jet et en excès au-delà de 0,2 radians, mais sans que l'on connaisse le détail en terme de distribution en impulsions. D'autres observables encore peuvent être trouvées dans [185–188].

Du fait de la variété des observables et gammes d'énergie explorées, les résultats conduisent à des interprétations qui peuvent parfois sembler contradictoires. La modification des jets par le milieu n'est donc pas encore bien caractérisée, hormis le fait qu'une plus grande fraction de son énergie est portée par des particules de bas- p_{\perp} par rapport à **p-p**. L'étude [130] tente d'établir une cartographie précise de la répartition à la fois en angle et en impulsion des hadrons corrélés à la particule-trigger, mais souffre d'incertitudes importantes, malheureusement dominées par la systématique. L'interprétation de ces résultats étant compliquée par la méconnaissance de l'énergie du processus, les corrélations γ -jet ou γ -hadrons devraient donc pouvoir ici jouer un rôle significatif.

Outre la redistribution de l'énergie du parton énergétique, il est aussi possible d'étudier la réponse du milieu à sa traversée, qui devra être décorrélée de l'effet du milieu sur la gerbe partonique elle-même, ce qui nécessitera l'aide des modèles théoriques [189,190] et une statistique adéquate. Des observations d'un possible effet à RHIC ont été rapportées grâce à une observable comme la corrélation de 3 particules [191].

3.2 Dépendance de la longueur de milieu traversé

Plutôt qu'une moyenne, il est important de connaître l'évolution des observables abordées dans les articles cités ci-dessus en fonction de la longueur de milieu traversé. Pour ce faire, divers moyens expérimentaux existent (*cf.* § I-1.3).

Un moyen simple est de réduire la taille des noyaux entrant en collision, au détriment cependant de la section efficace des processus durs. Cette procédure, utilisée à RHIC, n'est pas envisageable à LHC sur une base régulière puisque seul un mois par an est dédié à la prise de données en ions lourds.

Un second moyen est de s'intéresser aux collisions non centrales, car la forme de la zone de recouvrement donne lieu à une épaisseur transverse totale de milieu différente dans le plan de réaction et dans la direction perpendiculaire à celui-ci, le choix de la centralité permettant en outre de les faire varier.

L'évolution d'une observable en fonction de l'angle de l'impulsion de l'objet d'intérêt par rapport au plan de réaction, et la dépendance en centralité, permettent donc d'observer la variation avec la longueur de milieu traversé (voir par exemple à RHIC [192,193]). Lorsque la statistique est limitée, deux bins (dans le plan de réaction, et perpendiculaire à celui-ci) peuvent suffire à tirer des enseignements intéressants : ce type de mesure ne demande donc en principe pas beaucoup plus de statistique que l'observable moyennée. Cependant, la corrélation avec le plan de réaction doit se faire événement par événement. Pour des analyses telles que celles mentionnées ici, cela interdit par exemple la soustraction d'un UE moyenné, et demande donc un nombre d'événements collectés plus élevé.

3.3 Dépendance en fonction de la masse et de la charge de couleur

Il est attendu que la perte d'énergie soit plus élevée pour les gluons que pour les quarks du fait de leur différence de charge de couleur. La différenciation des jets de gluons et de quarks nécessaire pour observer cela est faite en **p-p** en utilisant statistiquement les caractéristiques des jets de chacune des populations (multiplicité, distribution en impulsion, collimation). Cela étant difficilement concevable en **A-A**, il faudra se reporter sur la comparaison des corrélations $\gamma - h$ et $\pi^0 - h$, pour lesquelles le parton opposé est majoritairement un quark et un gluon [139], respectivement.

D'autre part, un calcul théorique dans un milieu statique [194] a prédit que la perte d'énergie dans le milieu dépend de la masse du quark, par le fait de contraintes cinématiques. En effet, la quantité de gluons rayonnés par le parton traversant le milieu est supprimée par rapport au vide d'un facteur

$$f = \left(1 + \left(\frac{\theta_0}{\theta} \right)^2 \right)^2 \quad (\text{V.2})$$

dans lequel le rapport $\theta \simeq k_{\perp}/\omega$ de l'impulsion transverse du gluon rayonné sur son énergie correspond à son angle d'émission, et $\theta_0 = m/E$ est le rapport de la masse sur l'énergie du quark. La suppression de ces gluons rayonnés, d'autant plus élevée que le quark est lourd, se fait donc à petits angles et est dénommée "dead cone effect". La moindre énergie perdue sous forme de gluonstrahlung résulte en une moindre atténuation de l'énergie du quark, et devrait donc se traduire expérimentalement par un facteur de modification nucléaire R_{AA} plus proche de 1 pour les hadrons lourds (ou les jets de quarks lourds) que pour les hadrons (ou jets) ordinaires.

Depuis, ce calcul a été amélioré [195], et des limites ou des failles ont été relevées [196]. Plusieurs implémentations existent, aucune ne reproduisant toutes les données mesurées. Pour les quarks lourds, on ne sait

par exemple pas encore quantifier l'importance relative des pertes d'énergie collisionnelles et radiatives [197]. Du côté expérimental, la mesure du R_{AA} des hadrons charmés et beaux montrent des atténuations que les modèles peinent à reproduire [198, 199].

Les mesures doivent donc se poursuivre, parallèlement à l'amélioration des modèles. A cette fin, les corrélations entre quarks lourds devraient apporter des informations d'importance [197, 200]. Les corrélations entre photon direct et quark lourd [201, 202] permettent, de nouveau, d'apporter un autre éclairage, mais souffrent d'un inconvénient de taille par rapport aux corrélations $\gamma - g$, $\gamma - q$ ou $Q - Q$: il n'y a qu'un processus à l'ordre dominant $O(\alpha_S)$, qui est $gQ \rightarrow \gamma Q$ et requiert un quark lourd dans l'état initial. Les processus à l'ordre suivant, dont $gg \rightarrow \gamma Q\bar{Q}$, sont donc non négligeables et contribuent à invalider l'égalité d'énergie entre le photon et le quark-sonde.

Les travaux présentés dans [202] montrent en effet que même si seule une petite fraction de processus montre un rapport supérieur à 2 entre l'impulsion du photon et celle du quark lourd, la distribution de $p_{\perp Q}/p_{\perp \gamma}$ reste assez étalée autour de 1. En revanche, les sections efficaces calculées sont rassurantes et promettent un nombre d'événements collectés qui est à la portée des expériences pour les runs III et IV¹. Les quarks lourds se comportant essentiellement comme des quarks légers lorsque leur énergie est très supérieure à leur masse, c'est à des processus d'énergie de l'ordre de quelques dizaines de GeV (voire moins si cela est possible) qu'il convient particulièrement ici de s'intéresser [203].

3.4 Faisabilité des mesures

Le run-III aura lieu de 2021 à 2023. Un nouveau saut en luminosité est prévu, en particulier en **Pb-Pb**, où la luminosité instantanée maximale atteindra $7 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, à comparer aux $5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ obtenus en 2011 [204]. Cette progression est accompagnée pour ce qui concerne cette analyse par l'upgrade majeur de la TPC, afin entre autres de diminuer significativement le temps mort, et de l'ITS, dont la nouvelle électronique, la réduction de la quantité de matériel et le positionnement d'une première couche de détection à 2 cm du point d'interaction permettront d'aborder sereinement les luminosités élevées, d'améliorer significativement l'efficacité et la résolution de la trajectométrie aux impulsions inférieures à 0,2 GeV, et d'obtenir une résolution sur la distance d'une trace au vertex primaire inférieure à 25 μm au-delà du GeV en **Pb-Pb**, avec ainsi une amélioration conséquente des capacités de reconstruction des hadrons lourds et d'étiquetage des jets lourds.

A partir du run-IV (2027-2029), le LHC entre dans une nouvelle phase, avec une luminosité beaucoup plus élevée, à laquelle les upgrades de 2019-2020 sont prévus pour faire face.

La quantité d'événements sélectionnés par le trigger-photon du calorimètre lors de la prise de données **p-p** à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ en 2015 est 10 fois supérieure à celle de la période présentée dans ce manuscrit. Le comportement de la TPC à ces luminosités plus élevées s'est par ailleurs révélé satisfaisant [205]. Il deviendra donc possible d'exploiter la méthode d'estimation de la pureté présentée au paragraphe V-2.3. A l'issue du run-II, les incertitudes systématiques devraient être encore individuellement dominées par l'incertitude statistique, mais l'estimation de la pureté de l'échantillon sélectionné devra être bien comprise. Il est donc possible que la limite de cette mesure sera atteinte.

Pour ce qui est du système **Pb-Pb**, le nombre d'événements collectés fin 2015 permettra d'obtenir des incertitudes statistiques inférieures à celles présentées pour l'analyse **p-p** de ce manuscrit, mais les incertitudes systématiques ne sont pas encore connues.

De leur côté, ATLAS et CMS devraient pouvoir obtenir avec les données du run-II des analyses doublement différentielles pour des processus de 100 GeV.

Aux runs III et IV, la statistique sera suffisante pour qu'ALICE puisse à son tour explorer la répartition de l'énergie perdue en impulsion et en angle, aux basses énergies (10 à 20 GeV), et les trois expériences devraient pouvoir obtenir une cartographie précise de la perte d'énergie en fonction de la longueur de milieu traversé.

S'agissant de la perte d'énergie des quarks lourds, l'étude [202] promet une statistique suffisante en **A-A**. La stratégie d'ALICE prévue en **Pb-Pb** pour les runs III-IV est en effet différente : il s'agira de tout enregistrer sans trigger spécifique, ce qui constituera un volume total de 10^{11} événements, soit une luminosité intégrée de 10 nb^{-1} , à comparer aux $\simeq 100 \mu\text{b}^{-1}$ accumulés cette année avec le trigger EMCAL. En **p-p**, des données sélectionnées pour établir une référence pour l'étude des corrélations $\gamma - b$, voire² $\gamma - c$, pourront être collectées si l'on démontre la faisabilité de la mesure.

En effet, les hadrons beaux (B) décroissent en cascade par interaction faible en hadrons charmés, lesquels décroissent le plus souvent en hadrons stables à l'échelle de nos détecteurs. Ils génèrent ainsi, avec une

1. Un bémol toutefois : comme le montre [203] pour la mesure inclusive de jets de b , il est possible que les corrélations $\gamma - b$ contiennent une proportion importante de hadrons B provenant en réalité d'un parton léger, qu'une coupure en "leadingness" ne suffit pas à réduire.

2. Les jets charmés ont des caractéristiques similaires à celles des jets beaux, mais moins marquées, ce qui les rend moins facilement accessibles. Ils bénéficient cependant d'une section efficace plus élevée de presque un ordre de grandeur [202].

notable composante d'impulsion perpendiculaire à l'impulsion du hadron-parent, un nombre élevé de particules-filles (20 % des hadrons B décroissent en plus de 5 particules), apparaissant à une distance du vertex primaire de l'ordre du millimètre. Les jets de b sont donc différenciables grâce au grand nombre moyen de traces déplacées par rapport au vertex primaire. De plus, 20 % des décroissances de B (dont la moitié par le biais du hadron charmé fils) génèrent un électron.

Il est donc possible de sélectionner préférentiellement des événements $\gamma - b$ entre autres en déclenchant sur la présence d'un photon et d'un électron énergétiques à l'opposé l'un de l'autre. Un trigger électron associant les informations du TRD et d'EMCAL est déjà fonctionnel.

Enfin, puisqu'il semble qu'il n'y ait pas de perte d'énergie observée en $\mathbf{p-A}$, il sera intéressant de chercher à partir de quel volume l'atténuation de l'énergie d'un parton apparaît, en répétant une analyse simple de corrélations sur un système très petit du type $\mathbf{Be-Be}$, pour lequel il n'est pas impossible qu'un créneau de prise de données se dessine au run-IV.

4 Autres aspects liés au QGP

4.1 Boule de QGP en collisions $\mathbf{A-A}$

Les données collectées à RHIC ont permis la première véritable exploration de l'état de plasma de partons. Jointes aux résultats du run-I à LHC, elles ont construit une vision assez claire à la fois des caractéristiques de cet état, et des différentes phases temporelles vécues par le milieu. L'un des travaux à venir consistera donc en l'unification de ces morceaux pour en obtenir une compréhension globale.

Pour ce faire, la poursuite des développements théoriques dans l'assemblage des "ingrédients" est nécessaire, ainsi que la continuation de l'effort expérimental pour pousser les mesures susceptibles d'affiner la compréhension des détails. Le scaling du v_2 avec le nombre de quarks constituant le hadron observé, qui fonctionne à RHIC [206] mais plus à LHC [207], est un exemple parmi d'autres, de même que l'étude de la production des quarkonia.

Des explorations théoriques se sont ainsi reportées sur la connaissance des conditions initiales et la compréhension de la thermalisation si rapide du milieu. Une étude théorique systématique des divers traitements possibles de la phase hadronique reste également à poursuivre, ainsi que la compréhension de l'hadronisation elle-même.

Pour ce qui est de la phase de QGP, l'influence d'éventuels écoulements turbulents n'est pas encore connue, pas plus que la dépendance de η/s en fonction de la température, qui est pourtant importante du fait de sa large variation suspectée dans le domaine de température vécu par le plasma au cours de son refroidissement, et est donc susceptible d'impacter les modélisations. De même, $\hat{q}(T)$ et $\hat{e}(T)$ doivent être mesurés, ainsi que la viscosité de volume ("bulk viscosity"), avant de pouvoir décrire sans incertitudes grossières l'évolution du milieu jusqu'à son hadronisation.

Les prédictions théoriques de LQCD peuvent être améliorées en tenant compte par exemple du volume fini [77], ou en s'attaquant à de nouvelles observables qui sont maintenant accessibles au calcul. Comme nous l'avons vu sur la figure II.5 p. 17 cependant, les incertitudes sur les observations doivent encore être améliorées pour mieux tester la théorie. Un autre outil pour atteindre ce but pourra être la possibilité d'ajuster sur les données plusieurs paramètres en même temps, à la manière de ce qui se fait par exemple pour les modèles multi-paramétriques "au-delà du modèle standard" (BSM) [208]. Ce type d'analyse n'a que timidement démarré [39,40], mais est une voie prometteuse.

4.2 Compréhension des références $\mathbf{p-p}$ et $\mathbf{p-A}$

Le calcul de certaines observables requiert la connaissance des fonctions de distribution des partons dans l'état initial (les PDF). Ces fonctions étant différentes dans le noyau, du fait d'effets d'isospin et de cohérence, il est en réalité nécessaire, lorsque l'on s'intéresse aux collisions noyau-noyau, de prendre en compte la modification de ces PDF : ce sont alors les nPDF que l'on utilise. Or, celle des gluons est particulièrement mal connue aux petits x [209]. Des mesures en collision $\mathbf{p-A}$ pourront permettre de mieux la contraindre.

Par ailleurs, les collisions $\mathbf{p-p}$ et $\mathbf{p-A}$ servent de référence pour la compréhension des observations en $\mathbf{A-A}$. Toutefois, les derniers résultats obtenus au LHC, avec les collisions $\mathbf{p-A}$ de 2013, ont instillé un doute : alors que certaines observables comme le facteur de modification nucléaire des particules chargées [210] ou des jets [211], ou la perte d'énergie des jets [212] montrent sans ambiguïté qu'une collision $\mathbf{p-A}$ n'est qu'une superposition de collisions nucléon-nucléon, des observables comme le v_2 , traditionnellement associées à un comportement de collectivité, montrent de manière tout aussi évidente qu'un système de partons en forte interaction est créé [213]. Lesquelles croire? Pour ajouter à la confusion, certaines collisions $\mathbf{p-p}$, encore moins

susceptibles de former un milieu déconfiné, affichent un comportement similaire à celui des collisions **p-A** et **A-A** lorsque leur multiplicité est très élevée [214].

Pour ne pas céder à la panique, il convient de se rappeler d'une part que collectivité ne signifie pas milieu thermalisé (qui serait difficilement envisageable en **p-p**) – les jets sont par exemple des ensembles de particules corrélées –, et que la découverte de l'importance des fluctuations de l'état initial nous a amené à comprendre que l'on peut définir aussi dans un système comme **p-A** des collisions plus centrales, dans lesquelles le nombre de nucléons ayant interagi est supérieur à une paire.

Notre vision actuelle du milieu, nécessairement étendu pour permettre l'établissement d'un mouvement collectif à partir d'un comportement thermodynamique, n'est donc pas à revoir a priori. Les résultats sur la mesure de rayons de freeze-out par corrélations HBT entre particules sont d'ailleurs similaires en **p-p** et **p-Pb** à toutes les multiplicités et bien différents des valeurs obtenues en **Pb-Pb** [215], ce qui semble corroborer cette vision. Par contre, ce serait alors peut-être la notion même de déconfinement qui serait à repenser, dans le sens où il ne s'agirait plus d'une variable binaire par rapport au nombre de nucléons initialement mis en jeu : il pourrait y avoir une sorte de continuité entre une interaction partonique simple et un plasma au sens usuel du terme. De ce point de vue, le modèle EPOS, de par sa conception unifiée des différents types de collisions [34], pourrait être un élément unificateur.

5 Quelles installations expérimentales après le LHC ?

En l'an 2000, lorsque les données de plus haute énergie disponible étaient encore celles du SPS, il était déjà évident que, du fait d'une statistique limitée pour de nombreuses sondes, RHIC ne suffirait pas à répondre aux interrogations d'alors sur le nouvel état de la "matière nucléaire", et que l'expérience ALICE au LHC était donc nécessaire.

Quinze ans plus tard, la situation semble très différente. Ce qui était la recherche d'un nouvel état de la matière est devenu, depuis que les résultats de RHIC permettent de parler sans ambiguïté d'un état déconfiné, une étude – qui, depuis quelques années, se veut quantitative – de cet état. Nous sommes donc passés d'une dynamique de prospection/découverte (jusqu'à RHIC) à une dynamique d'étude (à partir de RHIC), et il est apparu à LHC que le premier facteur limitant, avant la statistique, est devenu la complexité intrinsèque du système étudié.

Si cette dernière ne remet pas en cause le bien-fondé de l'étude du QGP, elle brouille en revanche la visibilité quant à la direction la plus judicieuse à suivre après le LHC, entre autres parce-qu'il n'existe pas encore de modèle théorique capable de décrire une collision **A-A** sous tous ses aspects, et que le nombre de paramètres en jeu est élevé.

La maturation des modèles et l'analyse précautionneuse à la fois des runs II et III à LHC (2015-2023) et des données de RHIC incluant le 2^e beam energy scan (2018-2020) sont donc des étapes incontournables à la détermination de l'avenir de la discipline.

On peut mentionner trois pistes actuellement envisagées pour l'après-2020 :

- la construction de petites expériences dédiées, par exemple AFTER [216] (utilisation de LHC sur cible fixe : nPDFs, observables à haute rapidité) ;
- l'exploration du diagramme des phases à hautes densités baryoniques nettes [217], c'est-à-dire à bas $\sqrt{s_{NN}}$ (typiquement autour de 5 GeV) avec des luminosités très supérieures à ce que SPS et RHIC "basse énergie" peuvent fournir, par exemple avec l'expérience CBM [218] sur l'accélérateur FAIR (GSI), l'expérience MPD [219] sur l'accélérateur NICA (JINR, à la suite de BM@N [220, 221]), ou plus tard à J-PARC [222] ;
- la conception d'une expérience "généraliste" (dans le cadre de la Physique du QGP) de type ALICE sur l'accélérateur hadronique de prochaine génération [223], dans le secteur des faibles potentiels chimiques baryoniques.

Cette dernière possibilité offre une continuité naturelle pour les thématiques abordées à LHC, et une manière d'étudier le milieu déconfiné à plus haute température, dans un domaine où les interactions entre constituants devraient être plus faibles. Cependant, les résultats aux énergies actuellement explorées semblent montrer :

- Que les choses intéressantes se passent à bas- p_{\perp} , autour de quelques GeV pour ce qui concerne l'étude de caractéristiques du milieu¹ telles que température, collectivité, évolution, hadronisation (production de charmonia [224–226], flow elliptique de mésons lourds [227], réaction du milieu au passage d'un parton énergétique,...), ou autour de quelques dizaines de GeV pour l'étude de l'interaction parton/milieu : les observables actuellement accessibles liées à cette dernière thématique montrent un comportement plutôt

1. L'augmentation de la température du milieu avec $\sqrt{s_{NN}}$ est trop lente pour que l'impulsion moyenne des particules produites "thermiquement" change drastiquement.

constant de 40 GeV à 400 GeV [114, 228, 229] (ce qui dégage tout de même une question piquante : quelle énergie doit atteindre le parton qui traverse le QGP pour que l'effet du milieu devienne négligeable?).

- Que l'identification précise des particules dans l'état final est importante [142], ce qui est difficilement compatible avec la haute luminosité qui sera de mise, et soulève donc la question de la pertinence de se placer sur le même accélérateur que des expériences de Physique des particules.
- Que la question de la luminosité se pose également pour la Physique du QGP justement, et que, du fait du très grand nombre de particules créées et de la nécessité d'analyser les collisions avec des observables événement-par-événement, on ne sait pas gérer du pile-up de collisions noyau-noyau.
- Enfin, que les efforts et progrès conséquents réalisés sur les modèles théoriques permettent déjà maintenant de décrire certains aspects d'une collision de manière acceptable : l'un des intérêts de ce domaine de la Physique étant de provoquer des développements théoriques dans le domaine de la QCD à couplage élevé, il n'est peut-être pas nécessaire d'étudier le QGP dans une zone où l'interaction entre constituants serait plus faible.

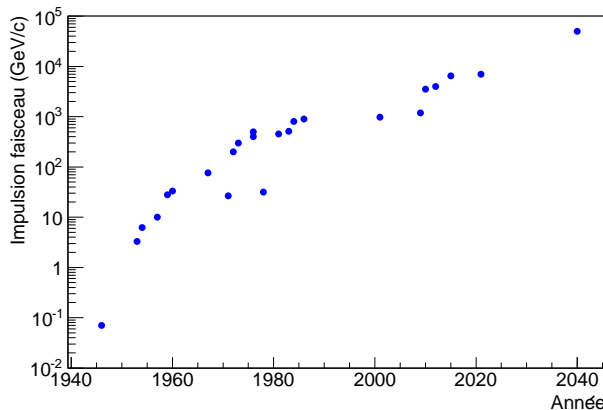


FIGURE V.6 – Evolution de l'impulsion des faisceaux de protons utilisés dans les synchrotrons en fonction du temps. Les deux points en-dessous de la tendance sont l'ISR, qui atteignait des énergies plus élevées dans le centre de masse grâce à un fonctionnement en collisionneur.

De plus, les études préliminaires [223] montrent que le gain attendu en terme de température et durée de vie du QGP – voire sur les taux de production de certaines sondes rares – n'équivaut pas aux progrès réalisés lors du passage de RHIC à LHC. Or, un tel accélérateur n'est déjà pas prévu avant 2040... et l'augmentation dans le temps de l'impulsion des faisceaux hadroniques présentée dans la figure V.6 montre que le saut suivant en énergie se fera vraiment attendre.

6 Liens avec d'autres disciplines

Le plasma de quarks et de gluons à $\mu_B = 0$ ayant été l'état de l'Univers quelques microsecondes après le Big-Bang, l'ordre de la transition de phase a représenté une question dont les conséquences sur la nucléosynthèse primordiale étaient importantes, du fait des inhomogénéités générées lors d'une transition du premier ordre [230]. L'amélioration des calculs de LQCD, stimulée par les études réalisées à RHIC, ayant à présent établi que cette transition de phase est un cross-over, le lien entre les études du QGP et de l'Univers jeune semble temporairement plus ténu, mais il n'est pas exclu que de nouvelles observables aient de nouveau besoin des connaissances acquises en collisions d'ions lourds.

L'étude des objets astrophysiques compacts est également apparentée depuis longtemps à la recherche puis à l'étude du QGP, et fait l'objet d'un paragraphe dédié ci-dessous. Enfin, je présenterai dans la section suivante une possible application des collisions d'ions lourds.

6.1 Objets astrophysiques compacts

Bien que la zone à haut μ_B du diagramme des phases de la matière nucléaire ne soit pas accessible en laboratoire, il est possible de l'étudier grâce à certains objets astrophysiques.

En effet, lorsque le combustible nucléaire d'une étoile est épuisé, la pression du plasma électromagnétique, n'étant plus maintenue par l'apport d'énergie, ne compense plus la gravité : l'étoile évolue vers un objet compact dont le type est déterminé principalement par la masse initiale de l'étoile. Pour une étroite gamme de masses, l'astre compact créé est une étoile à neutrons, résultant de réactions de capture électronique $p + e^- \rightarrow n + \nu$. La matière n'y est donc plus à l'état de plasma électromagnétique, mais de matière nucléaire à "basse" température et de densité plus de 5 fois supérieure à celle de la matière nucléaire ordinaire [231, 232].

L'équation d'état de la matière dans ces conditions peut en principe être contrainte en examinant la distribution des rayons et masses des étoiles à neutrons [232, 233], mais ces paramètres sont estimés indirectement

et à partir d'observations encore peu nombreuses. Bien que ces dernières ne permettent donc actuellement que d'éliminer les modèles les plus exotiques, des progrès devraient être faits à partir de 2025 avec la mise en service du Squared Kilometer Array [234] et le possible lancement de télescopes X [235].

Certaines publications ont comparé les équations d'état permises par les observations avec les résultats obtenus de collisions d'ions lourds à très basse énergie [236] ($\sqrt{s_{NN}}$ autour de 1 GeV), les densités atteintes étant similaires, et ont constaté l'accord entre les différentes estimations [233].

On doit cependant objecter que les potentiels chimiques baryoniques ne sont pas comparables : celui de la matière des étoiles à neutrons est très supérieur à celui de la matière nucléaire ordinaire, tandis que celui atteint dans ces collisions d'ions lourds est plus petit, à cause de la création d'antimatière. Or, les calculs basés sur QCD prédisent des comportements spécifiques de la matière, par exemple la supraconductivité de couleur, pour les μ_B élevés [237]. Il n'y a donc a priori pas lieu de supposer que les équations d'état soient similaires dans ces deux systèmes.

Ainsi, bien que la détection de matière sous des formes "étranges" (strangelets, étoiles à quarks,...) ait fait partie de la motivation de la Physique des ions lourds jusqu'à la dernière décennie, il faut maintenant voir dans cette Physique d'une part, et dans l'étude des astres compacts d'autre part, deux thématiques distinctes, néanmoins sous-tendues par la même exploration de l'interaction forte.

L'existence d'étoiles à quarks par exemple, ou d'états particuliers de la matière, est actuellement testée sur la base de la mesure des masses et rayons des astres compacts [233] ou via l'astérosismologie [238], mais la récente détection d'ondes gravitationnelles [239, 240] ouvre une nouvelle fenêtre d'observation, puisque les émissions lors de la fusion de deux étoiles à neutrons dépendent de l'équation d'état de la matière par le biais des effets de marée [241, 242]. Il semble cependant que les effets attendus soient plutôt faibles [243–245].

6.2 Usine à antinoyaux

Pour finir, une application intéressante des collisions d'ions lourds qui n'a pas forcément de lien avec l'étude du QGP peut être évoquée : l'utilisation des collisions d'ions lourds pour produire des hypernoyaux¹ et antinoyaux en quantités importantes.

Les hypernoyaux, utiles au test des modèles nucléaires dans un domaine nouveau par rapport à celui des noyaux "ordinaires" (voir par exemple [246]), ou à la compréhension de la structure et des limites de formation des étoiles à neutrons par le biais de la connaissance des interactions hypéron-nucléon [247, 248], sont pour l'instant plus aisément produits dans des réactions à basse énergie [246, 249] : les collisions d'ions lourds ne permettent pas encore, du fait de la luminosité, d'atteindre des valeurs du nombre de nucléons A supérieures à 4 [250, 251]. De nouveaux dispositifs expérimentaux sur collisions d'ions lourds pourraient toutefois rapidement donner accès à des hypernoyaux à plusieurs hypérons ou dans des états très excités [252].

Les antinoyaux légers par contre sont très facilement produits dans ces collisions à haut $\sqrt{s_{NN}}$ [250, 251, 253, 254], c'est-à-dire à μ_B proche de zéro, et permettent de tester certaines propriétés de l'antimatière [255].

Il n'est donc pas utopique de voir d'éventuels futurs collisionneurs d'ions lourds à haute luminosité comme des usines à antimatière. Les énergies nécessaires dans le centre de masse (typiquement, celles du RHIC) ne peuvent pas être atteintes en mode cible fixe, mais un mode collisionneur avec une faible différence d'énergie entre les deux faisceaux permettrait à la fois d'atteindre les densités d'énergie requises et d'avoir le boost du centre de masse de quelques GeV nécessaire à la focalisation vers l'avant des particules produites.

Une source d'antinoyaux de cette forme pourrait être suivie d'une part d'un anneau de stockage, avec donc la possibilité d'effectuer des réactions nucléaires entre antinoyaux et de produire potentiellement jusqu'au ${}^8\text{Be}$, et d'autre part, si la luminosité est suffisamment élevée, d'un dispositif ralentisseur à la manière de l'AD (Antiproton Decelerator) du CERN, qui est capable de ralentir des antiprotons de 3,6 GeV [256] jusqu'aux lenteurs nécessaires au stockage des noyaux en piège de Penning ou, si l'intensité du faisceau le permet, à la fabrication d'atomes froids. Les perspectives ouvertes par l'accessibilité d'antinoyaux au-delà de l'Hélium et d'antiatomes autres que ${}^1\bar{H}$ sont nombreuses et séduisantes [257].

La particularité du dispositif permettant cela – un accélérateur circulaire dont les faisceaux pourraient atteindre 100 GeV par proton et une caverne expérimentale profilée de manière à pouvoir réutiliser les particules produites à hautes rapidités – rend cependant difficilement crédible la réalisation d'un tel outil dans un contexte budgétaire serré, même s'il semble qu'il n'y ait pas de verrou technologique majeur.

1. Noyaux comportant un ou des baryons étranges en plus des protons et neutrons.

Conclusion

Après avoir posé certaines des questions marquantes que permet d'aborder la discipline et avoir dressé un panorama – certes incomplet – de cette dernière, j'ai présenté dans ce manuscrit le travail de recherche réalisé depuis mon arrivée au laboratoire en 2008 en tant qu'enseignant-chercheur.

La pré-calibration en cosmiques, puis calibration à l'aide des données, du calorimètre utilisé dans l'analyse présentée ici en constitue la première partie. Comme nous l'avons vu, les performances requises ont été atteintes pour chacune des deux étapes du processus. Des études restent cependant à poursuivre pour mieux évaluer les incertitudes et biais et se diriger vers une compréhension plus fine du détecteur, une calibration plus rapide et une réduction du nombre de canaux exclus des analyses.

La seconde partie des travaux présentés a traité de la mise en place, avec l'aide entre autres de la doctorante que j'encadre, d'une nouvelle analyse dans ALICE – les corrélations photon-hadrons – pour raffiner notre compréhension de la perte d'énergie des partons durs traversant le milieu déconfiné en disposant de la mesure de l'énergie du processus. La sélection de ces photons dits directs parmi le fond important de photons de décroissance est un point particulièrement délicat qui a nécessité des développements spécifiques.

Malgré le volume limité de données prises en 2011, cette étude de faisabilité a pu montrer que la mesure est accessible en collisions **p-p** pour la campagne de prise de données 2015-2018, et des études préliminaires ont donné des résultats encourageants pour le système plus complexe **Pb-Pb**. La convergence de cette dernière étude permettra d'accéder à une nouvelle classe d'observables pour la première fois à LHC dans cette gamme d'énergie, de mieux connaître l'interaction entre un parton énergétique et le QGP et de confronter les résultats expérimentaux aux prédictions théoriques.

Annexe A

Éléments complémentaires

1 Définitions et notations

Géométrie et cinématique :

- On appellera z la direction du faisceau, r la direction radiale, et φ l'angle azimutal, c'est-à-dire autour de l'axe z .
- Le plan transverse est le plan (r, φ) .
- Les grandeurs transverses sont la composante de la grandeur considérée dans le plan transverse, par exemple l'impulsion transverse $p_{\perp} = \sqrt{p^2 - p_z^2}$, ou l'énergie transverse $E_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$.
- La pseudo-rapacité est une variable géométrique définie comme $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p+p_z}{p-p_z} = \operatorname{arctanh} \left(\frac{p_z}{p} \right) = \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$, avec θ l'angle entre la direction considérée et l'axe z . Comme θ est défini aussi pour des objets, on peut aussi exprimer en terme de pseudo-rapacité des notions comme la position d'un bord de détecteur ou sa couverture angulaire.
- La rapidité d'une particule est une variable cinématique définie comme $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z} = \operatorname{arctanh} \left(\frac{p_z}{E} \right)$.
- La région $\eta \lesssim 1$ (ou $y \lesssim 1$) est appelée "région à rapidité centrale" (mid-rapidity).

Caractérisation d'une collision :

- $\sqrt{s_{NN}}$ dénote l'énergie par paire de nucléons disponible dans le centre de masse de la collision.
- La multiplicité est le nombre de particules créées lors d'une collision.
- Le paramètre d'impact b est la distance dans le plan transverse séparant les centres des deux noyaux entrant en collision.
- Les collisions centrales sont celles à faible paramètre d'impact b , les collisions périphériques sont celles pour lesquelles b est proche de la somme des rayons des deux noyaux entrant en collision. Les classes de centralité sont définies théoriquement en pourcentages de la section efficace totale, la classe "0-5 %" constituant les 5 % de collisions les plus centrales. Expérimentalement, b n'est pas accessible : les classes de centralité sont donc définies différemment, par exemple en pourcentage de la distribution en multiplicité dans les détecteurs centraux.
- Le plan de réaction est le plan (b, z) .
- Lors d'une collision non centrale, tous les nucléons ne sont pas affectés par la collision. Ceux qui poursuivent leur trajet sans avoir interagi avec le noyau d'en face sont appelés "spectateurs", les autres sont les "participants", de nombre N_{part} ou N_{wound} , compris entre 2 (**p-p**) et 2×208 (**Pb-Pb**).
- Le nombre d'interactions fortement inélastiques, appelées "collisions binaires", est N_{bin} , qui vaut le plus souvent 1 pour une collision **p-p**, et peut être supérieur au nombre de paires de nucléons du système du fait de collisions multiples.

2 Liste des acronymes

2.1 Laboratoires, accélérateurs et expériences

- CERN : Conseil européen pour la recherche nucléaire / Organisation européenne pour la recherche nucléaire / Laboratoire européen pour la physique des particules
- BNL : Brookhaven National Laboratory
- GSI : Gesellschaft für Schwerionenforschung
- JINR : Joint Institute for Nuclear Research

- J-PARC : Japan Proton Accelerator Research Complex
- ISR : Intersecting Storage Rings
- SPS : Super Proton Synchrotron
- RHIC : Relativistic Heavy Ion Collider
- LHC : Large Hadron Collider
- AD : Antiproton Decelerator
- FAIR : Facility for Antiproton and Ion Research
- NICA : Nuclotron-based Ion Collider fAcility
- NA : North Area
- WA : West Area
- PHENIX : a Physics Experiment at RHIC
- STAR : Solenoidal Tracker At RHIC
- ALICE : A Large Ion Collider Experiment
- ATLAS : A Toroidal LHC ApparatuS
- CMS : Compact Muon Solenoid
- LHCb : Large Hadron Collider beauty
- AFTER : A Fixed-Target ExperRiment
- CBM : Compressed Baryonic Matter
- MPD : MultiPurpose Detector
- BM@N : Baryonic Matter at Nuclotron

2.2 Détecteurs et aspects reliés

- ZDC : Zero Degree Calorimeter
- SPD : Silicon Pixel Detector
- SDD : Silicon Drift Detector
- SSD : Silicon Strip Detector
- ITS : Inner Tracking System
- TPC : Time Projection Chamber
- TRD : Transition Radiation Detector
- TOF : Time Of Flight
- EMCAL : ElectroMagnetic CALorimeter
- DCAL : Dijet CALorimeter
- PHOS : PHOton Spectrometer
- FMD : Forward Multiplicity Detector
- PMD : Photon Multiplicity Detector
- HMPID : High Momentum PID
- PID : Particle IDentification
- MIP : Minimum Ionizing Particle
- APD : Avalanche PhotoDiod
- HV : High Voltage
- [coups] ADC : Analog to Digital Converter
- SM : SuperModule
- LED : Light Emetting Diod
- DEL : Diode ElectroLuminescente

2.3 Théorie, modèles et aspects reliés

- QCD : Quantum ChromoDynamics
- LQCD : lattice QCD
- pQCD : perturbative QCD
- LO : Leading Order
- NLO : Next to Leading Order
- PDF : Parton Distribution Function
- nPDF : PDF nucléaire
- FF : Fonction de Fragmentation
- KKP : Kniehl-Kramer-Pötter
- AKK : Albino-Kniehl-Kramer
- DSS : de Florian-Sassot-Stratman

- DGLAP : Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi
- BW : Budapest-Wuppertal collaboration
- CGC : Color Glass Condensate
- MC-KLN : Monte-Carlo Kharzeev-Levin-Nardi
- UrQMD : Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics
- AMPT : A Multi-Phase Transport model
- HIJING : Heavy Ion Jet INteraction Generator
- EPOS : Energy conserving quantum mechanical multiple scattering approach based on Partons, parton ladders, strings, Off-shell remnants, Splitting of parton ladder
- VISHNU : Viscous Israel-Steward Hydrodynamics 'n' UrQMD
- YaJEM : Yet another Jet Energy-loss Model
- JEWEL : Jet Evolution With Energy Loss

2.4 Autres acronymes

- BES : Beam Energy Scan
- UE : underlying event
- RMS : Root Mean Square

Bibliographie

- [1] H. Satz
The Deconfinement of Charm and Beauty.
J. Phys. Conf. Ser. **455**(2013):012045
doi:10.1088/1742-6596/455/1/012045
- [2] U. Heinz
Thermalization at RHIC.
AIP Conf. Proc. **739**(2005):163–180
nucl-th:0407067, doi:10.1063/1.1843595
- [3] M. Luzum, P. Romatschke
Conformal Relativistic Viscous Hydrodynamics: Applications to RHIC results at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
Phys. Rev. **C 78**(2008):034915
nucl-th:0804.4015
- [4] T. Epelbaum
Early isotropization of the Glasma.
Nucl. Phys. **A 931**(2014):337–342
doi:10.1016/j.nuclphysa.2014.09.038
- [5] P. Rosnet
Quark-Gluon Plasma: from accelerator experiments to early Universe.
hep-ph:1510.04200 (2015)
- [6] *Heavy ion research begins at the AGS.*
www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/46/035/46035078.pdf (Decembre 1986)
- [7] NA61 collaboration
NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system.
JINST **9**(2014):P06005
physics.ins-det:1401.4699 doi:10.1088/1748-0221/9/06/P06005
- [8] L. Turko, for the NA61 collaboration
Search for the critical point of strongly interacting matter at the CERN SPS NA61/SHINE experiment.
J. Phys. Conf. Ser. **623**(2015):1, 012027
doi:10.1088/1742-6596/623/1/012027
- [9] CERN
Grey Book database.
<https://greybook.cern.ch/greybook/experiment/list> (2015 Sept, 1st)
- [10] CMS collaboration
The CMS experiment at CERN-LHC.
JINST **3**(2008):S08004
doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004
- [11] ATLAS collaboration
The ATLAS experiment at CERN-LHC.
JINST **3**(2008):S08003
doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003
- [12] ALICE collaboration
The ALICE experiment at the CERN-LHC.
JINST **3**(2008):S08002
doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08002
- [13] CMS collaboration
Measurement of the inclusive 3-jet production differential cross section in proton-proton collisions at 7 TeV and determination of the strong coupling constant in the TeV range.

- Eur. Phys. J. **75**(2015):5, 186
 hep-ex:1412.1633 doi:10.1140/epjc/s10052-015-3376-y
- [14] S. Bethke
Experimental tests of asymptotic freedom.
 Prog. Part. Nucl. Phys. **58**(2007):351
 hep-ex:0606035 doi:10.1016/j.ppnp.2006.06.001
- [15] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands
PYTHIA 6.4 Physics and Manual.
 JHEP **0605**(2006):026
 hep-ph:0603175 doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026
- [16] M. Beneke, A. Maier, J. Piclum, T. Rauh
The bottom-quark mass from non-relativistic sum rules at NNNLO.
 Nucl. Phys. **B 891**(2015):42
 hep-ph:1411.3132 doi:10.1016/j.nuclphysb.2014.12.001
- [17] E. Bagnaschi, M. Cacciari, A. Guffanti, L. Jenniches
An extensive survey of the estimation of uncertainties from missing higher orders in perturbative calculations.
 JHEP **1502**(2015):133
 hep-ph:1409.5036 doi:10.1007/JHEP02(2015)133
- [18] J. Collins, D. Soper, G. Sterman
Factorization of Hard Processes in QCD.
 Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5**(1989):1
 hep-ph:0409313 doi:10.1142/9789814503266_0001
- [19] O. Pène
An Introduction to lattice QCD.
 hep-ph:9504271 (1995)
- [20] R. Gupta
Introduction to lattice QCD.
 hep-lat:9807028 (1998)
- [21] H. Satz : *The Thermodynamics of Quarks and Gluons.*
 In *The Physics of the Quark-Gluon Plasma* (edited by S. Sarkar, H. Satz, B. Sinha). (2010) pp. 1–21
- [22] P. Kolb, U. Heinz
Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy ion collisions.
 nucl-th:0305084 (2003)
- [23] C. Gale, S. Jeon, B. Schenke
Hydrodynamic Modeling of Heavy-Ion Collisions.
 Int. J. Mod. Phys. **A 28**(2013):1340011
 nucl-th:1301.5893 doi:10.1142/S0217751X13400113
- [24] C. Gale, S. Jeon, B. Schenke, P. Tribedy, R. Venugopalan
Event-by-event anisotropic flow in heavy-ion collisions from combined Yang-Mills and viscous fluid dynamics.
 Phys. Rev. Lett. **110**(2013):1, 012302
 nucl-th:1209.6330 doi:10.1103/PhysRevLett.110.012302
- [25] M. Miller, K. Reygers, S. Sanders, P. Steinberg
Glauber modeling in high energy nuclear collisions.
 Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **57**(2007):205
 nucl-ex:0701025 doi:10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020
- [26] D. Kharzeev, E. Levin
Manifestations of high density QCD in the first RHIC data.
 Phys. Lett. **B 523**(2001):79
 nucl-th:0108006 doi:10.1016/S0370-2693(01)01309-0
- [27] H.-J. Drescher, Y. Nara
Eccentricity fluctuations from the color glass condensate at RHIC and LHC.
 Phys. Rev. **C 76**(2007):041903
 nucl-th:0707.0249 doi:10.1103/PhysRevC.76.041903
- [28] E. Iancu, R. Venugopalan
The Color glass condensate and high-energy scattering in QCD.
 hep-ph:0303204 (2003)

- [29] F. Gelis, E. Iancu, J. Jalilian-Marian, R. Venugopalan
The Color Glass Condensate.
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci **60**(2010):463–489
hep-ph:1002.0333 doi:10.1146/annurev.nucl.010909.083629
- [30] B. Schenke, P. Tribedy, R. Venugopalan
Event-by-event gluon multiplicity, energy density, and eccentricities in ultrarelativistic heavy-ion collisions.
Phys. Rev. **C 86**(2012):034908
hep-ph:1206.6805 doi:10.1103/PhysRevC.86.034908
- [31] S. Bass, *et al.*
Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions.
Prog. Part. Nucl. Phys. **41**(1998):225–370
nucl-th:9803035 doi:10.1016/S0146-6410(98)00058-1
- [32] N. Zhang, C. Ko, B. Li, Z. Lin
A multiphase transport model for nuclear collisions at RHIC.
Phys. Rev. **C 61**(2000):067901
nucl-th:9907017 doi:10.1103/PhysRevC.61.067901
- [33] L. Pang, Q. Wang, X.-N. Wang
Effects of initial flow velocity fluctuation in event-by-event (3+1)D hydrodynamics.
Phys. Rev. **C 86**(2012):024911
nucl-th:1205.5019 doi:10.1103/PhysRevC.86.024911
- [34] K. Werner, I. Karpenko, M. Bleicher, T. Pierog, S. Porteboeuf-Houssais
Jets, Bulk Matter, and their Interaction in Heavy Ion Collisions at Several TeV.
Phys. Rev. **C 85**(2012):064907
nucl-th:1203.5704 doi:10.1103/PhysRevC.85.064907
- [35] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita, S. Chiba
Study of relativistic nuclear collisions at AGS energies from $p + Be$ to $Au + Au$ with hadronic cascade model.
Phys. Rev. **C 61**(2000):024901
nucl-th:9904059 doi:10.1103/PhysRevC.61.024901
- [36] H. Song, S. Bass, U. Heinz
Viscous QCD matter in a hybrid hydrodynamic+Boltzmann approach.
Phys. Rev. **C 83**(2011):024912
nucl-th:1012.0555 doi:10.1103/PhysRevC.83.024912
- [37] T. Hirano, P. Huovinen, K. Murase, Y. Nara
Integrated Dynamical Approach to Relativistic Heavy Ion Collisions.
Prog. Part. Nucl. Phys. **70**(2013):108
nucl-th:1204.5814 doi:10.1016/j.ppnp.2013.02.002
- [38] M. Luzum, H. Petersen
Initial State Fluctuations and Final State Correlations in Relativistic Heavy-Ion Collisions.
J. Phys. **G 41**(2014):063102
nucl-th:1312.5503 doi:10.1088/0954-3899/41/6/063102
- [39] R. Soltz, I. Garishvili, M. Cheng, B. Abelev, A. Glenn, J. Newby, L. Linden Levy, S. Pratt
Constraining the initial temperature and shear viscosity in a hybrid hydrodynamic model of $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV $Au+Au$ collisions using pion spectra, elliptic flow, and femtoscopic radii.
Phys. Rev. **C 87**(2013):4, 044901
nucl-th:1208.0897 doi:10.1103/PhysRevC.87.044901
- [40] J. Novak, K. Novak, S. Pratt, J. Vredevoogd, C. Coleman-Smith, R. Wolpert
Determining Fundamental Properties of Matter Created in Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions.
Phys. Rev. **C 89**(2014):3, 034917
nucl-th:1303.5769 doi:10.1103/PhysRevC.89.034917
- [41] S. Albino, B. Kniehl, G. Kramer
Fragmentation functions for light charged hadrons with complete quark flavor separation.
Nucl. Phys. **B 725**(2005):181–206
hep-ph:0502188 doi:10.1016/j.nuclphysb.2005.07.010
- [42] S. Albino, B. Kniehl, G. Kramer
AKK Update: Improvements from New Theoretical Input and Experimental Data.
Nucl. Phys. **B 803**(2008):42–104
hep-ph:0803.2768 doi:10.1016/j.nuclphysb.2008.05.017

- [43] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann
Global analysis of fragmentation functions for pions and kaons and their uncertainties.
Phys. Rev. **D 75**(2007):114010
hep-ph:0703242 doi:10.1103/PhysRevD.75.114010
- [44] W. Zajc, *et al.*
The Hot QCD White Paper: Exploring the Phases of QCD at RHIC and the LHC.
nucl-ex:1502.02730 (2015)
- [45] S. Bass, C. Gale, A. Majumder, C. Nonaka, G. Qin, T. Renk, J. Ruppert
Systematic Comparison of Jet Energy-Loss Schemes in a realistic hydrodynamic medium.
Phys. Rev. **C 79**(2009):024901
nucl-th:0808.0908 doi:10.1103/PhysRevC.79.024901
- [46] JET collaboration
Extracting the jet transport coefficient from jet quenching in high-energy heavy-ion collisions.
Phys. Rev. **C 90**(2014):1, 014909
nucl-th:1312.5003 doi:10.1103/PhysRevC.90.014909
- [47] J.-P. Blaizot, Y. Mehtar-Tani
Jet structure in Heavy-Ion Collisions.
Int. J. Mod. Phys. **E 24**(2015):11, 1530012
hep-ph:1503.05958 doi:10.1142/S021830131530012X
- [48] G.-Y. Qin, X.-N. Wang
Jet quenching in high-energy heavy-ion collisions.
Int. J. Mod. Phys. **E 24**(2015):11, 1530014
hep-ph:1511.00790 doi:10.1142/S0218301315300143
- [49] N. Armesto, L. Cunqueiro, C. Salgado
Q-PYTHIA: A Medium-modified implementation of final state radiation.
Eur. Phys. J. **C 63**(2009):679
hep-ph:0907.1014 doi:10.1140/epjc/s10052-009-1133-9
- [50] T. Renk
Parton shower evolution in a 3-d hydrodynamical medium.
Phys. Rev. **C 78**(2008):034908
hep-ph:0806.0305 doi:10.1103/PhysRevC.78.034908
- [51] T. Renk
Pathlength dependence of energy loss within in-medium showers.
Phys. Rev. **C 83**(2011):024908
hep-ph:1010.4116 doi:10.1103/PhysRevC.83.024908
- [52] T. Renk
Using Hard Dihadron Correlations to constrain Elastic Energy Loss.
Phys. Rev. **C 84**(2011):067902
hep-ph:1110.2313 doi:10.1103/PhysRevC.84.067902
- [53] K. Zapp, F. Krauss, U. Wiedemann
A perturbative framework for jet quenching.
JHEP **1303**(2013):080
hep-ph:1212.1599 doi:10.1007/JHEP03(2013)080
- [54] J. Casalderrey-Solana, C. Salgado
Introductory lectures on jet quenching in heavy ion collisions.
Acta Phys. Polon. **B 38**(2007):3731
hep-ph:0712.3443
- [55] D. d'Enterria
Jet quenching.
Landolt-Bornstein **23**(2010):471
nucl-ex:0902.2011
- [56] A. Majumder, M. van Leeuwen
The Theory and Phenomenology of Perturbative QCD Based Jet Quenching.
Prog. Part. Nucl. Phys. **A 66**(2011):41
hep-ph:1002.2206 doi:10.1016/j.ppnp.2010.09.001
- [57] Y. Mehtar-Tani, J. Milhano, K. Tywoniuk
Jet physics in heavy-ion collisions.

- Int. J. Mod. Phys. **A 28**(2013):1340013
 hep-ph:1302.2579 doi:10.1142/S0217751X13400137
- [58] A. Majumder
Calculating the jet quenching parameter \hat{q} in lattice gauge theory.
 Phys. Rev. **C 87**(2013):034905
 nucl-th:1202.5295 doi:10.1103/PhysRevC.87.034905
- [59] M. Panero, K. Rummukainen, A. Schäfer
Lattice Study of the Jet Quenching Parameter.
 Phys. Rev. Lett. **112**(2014):16, 162001
 hep-ph:1307.5850 doi:10.1103/PhysRevLett.112.162001
- [60] T. Renk
Constraining the Physics of Jet Quenching.
 Phys. Rev. **C 85**(2012):044903
 hep-ph:1112.2503 doi:10.1103/PhysRevC.85.044903
- [61] N. Armesto, *et al.*
Comparison of Jet Quenching Formalisms for a Quark-Gluon Plasma 'Brick'.
 Phys. Rev. **C 86**(2012):064904
 hep-ph:1106.1106 doi:10.1103/PhysRevC.86.064904
- [62] N. Cabibbo, G. Parisi
Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation.
 Phys. Lett. **B 59**(1975):67–69
 doi:10.1016/0370-2693(75)90158-6
- [63] J. Collins, M. Perry
Superdense Matter: Neutrons Or Asymptotically Free Quarks?.
 Phys. Rev. Lett. **34**(1975):1353
 doi:10.1103/PhysRevLett.34.1353
- [64] M. Kislinger, P. Morley
Collective Phenomena in Gauge Theories. 1. The Plasmon Effect for Yang-Mills Fields.
 Phys. Rev. **D 13**(1976):2765
 doi:10.1103/PhysRevD.13.2765
- [65] E. Shuryak
Theory of Hadronic Plasma.
 Zh. Eksp. Teor. Fiz. **74**(1978):408–420
- [66] E. Shuryak
Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions.
 Phys. Lett. **B 78**(1978):150
 doi:10.1016/0370-2693(78)90370-2
- [67] BRAHMS collaboration
Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment.
 Nucl. Phys. **A 757**(2005):1–27
 nucl-ex:0410020 doi:10.1016/j.nuclphysa.2005.02.130
- [68] PHOBOS collaboration
The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC.
 Nucl. Phys. **A 757**(2005):28–101
 nucl-ex:0410022 doi:10.1016/j.nuclphysa.2005.03.084
- [69] 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.
 Nucl. Phys. **A 757**(2005):102–183
 nucl-ex:0501009 doi:10.1016/j.nuclphysa.2005.03.085
- [70] PHENIX collaboration
Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration.
 Nucl. Phys. **A 757**(2005):184–283
 nucl-ex:0410003 doi:10.1016/j.nuclphysa.2005.03.086
- [71] M. Gyulassy, L. McLerran
New forms of QCD matter discovered at RHIC.

- Nucl. Phys. **A 750**(2005):30
 nucl-th:0405013 doi:10.1016/j.nuclphysa.2004.10.034
- [72] Z. Fodor, S. Katz
Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses.
 JHEP **0404**(2004):050
 hep-lat:0402006 doi:10.1088/1126-6708/2004/04/050
- [73] G. Endrodi, Z. Fodor, S. Katz, K. Szabo
The QCD phase diagram at nonzero quark density.
 JHEP **1104**(2011):001
 hep-lat:1102.1356 doi:10.1007/JHEP04(2011)001
- [74] C. Detar
Quark-gluon plasma in numerical simulations of lattice QCD.
 (Hwa, R., 1995)
 hep-ph:9504325
- [75] Y. Aoki, Z. Fodor, S. Katz, K. Szabo
The Equation of state in lattice QCD: With physical quark masses towards the continuum limit.
 JHEP **0601**(2006):089
 hep-lat:0510084 doi:10.1088/1126-6708/2006/01/089
- [76] Z. Fodor, S. Katz
The Phase diagram of quantum chromodynamics.
 hep-ph:0908.3341 (2009)
- [77] Y. Aoki, *et al.*
The QCD transition temperature: results with physical masses in the continuum limit II.
 JHEP **0906**(2009):088
 hep-lat:0903.4155 doi:10.1088/1126-6708/2009/06/088
- [78] A. Sarkar, for the STAR collaboration
Higher-moment measurements of net-kaon, net-charge and net-proton multiplicity distributions at STAR.
 Nucl. Phys. **A 931**(2014):796–801
 doi:10.1016/j.nuclphysa.2014.10.042
- [79] C. Ratti, S. Borsanyi, Z. Fodor, S. Katz, S. Krieg, K. Szabo
Freeze-out conditions from fluctuations of conserved charges.
 Nucl. Phys. **A 931**(2014):802–807
 doi:10.1016/j.nuclphysa.2014.08.014
- [80] T. Matsui, H. Satz
 J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation.
 Phys. Lett. **B 178**(1986):416
 doi:10.1016/0370-2693(86)91404-8
- [81] PHENIX collaboration
Measurement of $\Upsilon(1S + 2S + 3S)$ production in $p + p$ and $Au+Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
 Phys. Rev. **C 91**(2015):2, 024913
 nucl-ex:1404.2246 doi:10.1103/PhysRevC.91.024913
- [82] PHENIX collaboration
 J/ψ suppression at forward rapidity in $Au+Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
 Phys. Rev. **C 84**(2011):054912
 nucl-ex:1103.6269 doi:10.1103/PhysRevC.84.054912
- [83] R. Granier de Cassagnac
Heavy flavours and quarkonia.
 J. Phys. Conf. Ser. **509**(2014):012006
 doi:10.1088/1742-6596/509/1/012006
- [84] R. Chatterjee, H. Holopainen, T. Renk, K. Eskola
Collision centrality and τ_0 dependence of the emission of thermal photons from fluctuating initial state in ideal hydrodynamic calculation.
 Phys. Rev. **C 85**(2012):064910
 nucl-th:1204.2249 doi:10.1103/PhysRevC.85.064910
- [85] PHENIX collaboration
Enhanced production of direct photons in $Au+Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and implications for the initial temperature.

- Phys. Rev. Lett. **104**(2010):132301
 nucl-ex:0804.4168 doi:10.1103/PhysRevLett.104.132301
- [86] M. Wilde, for the ALICE collaboration
Measurement of Direct Photons in pp and Pb-Pb Collisions with ALICE.
 Nucl. Phys. **A 904-905**(2013):573c
 hep-ex:1210.5958, doi:10.1016/j.nuclphysa.2013.02.079
- [87] ALICE collaboration
Direct photon production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$.
 Phys. Lett. **B 754**(2016):235
 nucl-ex:1509.07324 doi:10.1016/j.physletb.2016.01.020
- [88] M. Klasen, C. Klein-Bösing, F. König, J. Wessels
How robust is a thermal photon interpretation of the ALICE low- p_{\perp} data?
 JHEP **1310**(2013):119
 hep-ph:1307.7034 doi:10.1007/JHEP10(2013)119
- [89] C. Shen, U. Heinz, J.-F. Paquet, C. Gale
Thermal photons as a quark-gluon plasma thermometer reexamined.
 Phys. Rev. **C 89**(2014):4, 044910
 nucl-th:1308.2440 doi:10.1103/PhysRevC.89.044910
- [90] O. Linnyk, V. Konchakovski, T. Steinert, W. Cassing, E. Bratkovskaya
Hadronic and partonic sources of direct photons in relativistic heavy-ion collisions.
 Phys. Rev. **C 92**(2015):5, 054914
 nucl-th:1504.05699 doi:10.1103/PhysRevC.92.054914
- [91] A. Poskanzer, S. Voloshin
Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions.
 Phys. Rev. **C 58**(1998):1671
 nucl-ex:9805001 doi:10.1103/PhysRevC.58.1671
- [92] N. Borghini, D. Phuong-Mai, J.-Y. Ollitrault
A New method for measuring azimuthal distributions in nucleus-nucleus collisions.
 Phys. Rev. **C 63**(2001):054906
 nucl-th:0007063 doi:10.1103/PhysRevC.63.054906
- [93] N. Borghini, D. Phuong-Mai, J.-Y. Ollitrault
Flow analysis from multiparticle azimuthal correlations.
 Phys. Rev. **C 64**(2001):054901
 nucl-th:0105040 doi:10.1103/PhysRevC.64.054901
- [94] R. Bhalerao, N. Borghini, J.-Y. Ollitrault
Analysis of anisotropic flow with Lee-Yang zeroes.
 Nucl. Phys. **A 727**(2003):373
 nucl-th:0310016 doi:10.1016/j.nuclphysa.2003.08.007
- [95] J.-Y. Ollitrault, A. Poskanzer, S. Voloshin
Effect of flow fluctuations and nonflow on elliptic flow methods.
 Phys. Rev. **C 80**(2009):014904
 nucl-ex:0904.2315 doi:10.1103/PhysRevC.80.014904
- [96] C. Shen, U. Heinz
The road to precision: Extraction of the specific shear viscosity of the quark-gluon plasma.
 nucl-th:1507.01558 (2015)
- [97] F. Karsch
Lattice results on QCD thermodynamics.
 Nucl. Phys. **A 698**(2002):199
 hep-ph:0103314 doi:10.1016/S0375-9474(01)01365-3
- [98] H. Song, S. Bass, U. Heinz, T. Hirano, C. Shen
200 A GeV Au+Au collisions serve a nearly perfect quark-gluon liquid.
 Phys. Rev. Lett. **106**(2011):192301
 nucl-th:1011.2783 doi:10.1103/PhysRevLett.106.192301
- [99] H. Song, S. Bass, U. Heinz, T. Hirano, C. Shen
Erratum 200 A GeV Au+Au collisions serve a nearly perfect quark-gluon liquid.
 Phys. Rev. Lett. **109**(2012):139904
 nucl-th:1011.2783 doi:10.1103/PhysRevLett.109.139904

- [100] P. Kovtun, D. Son, A. Starinets
Viscosity in strongly interacting quantum field theories from black hole physics.
 Phys. Rev. Lett. **94**(2005):111601
 hep-th:0405231 doi:10.1103/PhysRevLett.94.111601
- [101] T. Hirano, M. Gyulassy
Perfect fluidity of the quark gluon plasma core as seen through its dissipative hadronic corona.
 Nucl. Phys. **A 769**(2006):71
 nucl-th:0506049 doi:10.1016/j.nuclphysa.2006.02.005
- [102] NA49 collaboration
Directed and elliptic flow of charged pions and protons in Pb + Pb collisions at 40-A-GeV and 158-A-GeV.
 Phys. Rev. **C 68**(2003):034903
 nucl-ex:0303001 doi:10.1103/PhysRevC.68.034903
- [103] PHOBOS collaboration
System size, energy, pseudorapidity, and centrality dependence of elliptic flow.
 Phys. Rev. Lett. **98**(2007):242302
 nucl-ex:0610037 doi:10.1103/PhysRevLett.98.242302
- [104] J. Chen, Y. Liu, Y. Song, Q. Wang
Shear and bulk viscosities of a weakly coupled quark gluon plasma with finite chemical potential and temperature: Leading-log results.
 Phys. Rev. **D 87**(2013):3, 036002
 hep-th:1212.5308 doi:10.1103/PhysRevD.87.036002
- [105] H. Meyer
A Calculation of the shear viscosity in SU(3) gluodynamics.
 Phys. Rev. **D 76**(2007):101701
 hep-lat:0704.1801 doi:10.1103/PhysRevD.76.101701
- [106] STAR collaboration
Identified particle elliptic flow in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130 - \text{GeV}$.
 Phys. Rev. Lett. **87**(2001):182301
 nucl-ex:0107003 doi:10.1103/PhysRevLett.87.182301
- [107] S. Borsányi, G. Endrodi, Z. Fodor, S. Katz, K. Szabó
Lattice SU(3) Thermodynamics and the Onset of Perturbative Behaviour.
 PoS Lattice **2010**(2014):171
 hep-ph:1104.0013
- [108] HotQCD collaboration
Equation of state in (2+1)-flavor QCD.
 Phys. Rev. **D 90**(2014):094503
 hep-lat:1407.6387 doi:10.1103/PhysRevD.90.094503
- [109] A. Tawfik, H. Magdy
Hadronic Equation of State and Speed of Sound in Thermal and Dense Medium.
 Int. J. Mod. Phys. **A 29**(2014):27, 1450152
 hep-ph:1206.0901 doi:10.1142/S0217751X14501528
- [110] I. Vitev
Jet quenching in relativistic heavy ion collisions.
 J. Phys. Conf. Ser. **50**(2006):119
 hep-ph:0503221 doi:10.1088/1742-6596/50/1/014
- [111] STAR collaboration
Evidence from d + Au measurements for final state suppression of high p(T) hadrons in Au+Au collisions at RHIC.
 Phys. Rev. Lett. **91**(2003):072304
 nucl-ex:0306024 doi:10.1103/PhysRevLett.91.072304
- [112] ATLAS collaboration
Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.77 \text{ TeV}$ with the ATLAS Detector at the LHC.
 Phys. Rev. Lett. **105**(2010):252303
 hep-ex:1011.6182 doi:10.1103/PhysRevLett.105.252303
- [113] CMS collaboration
Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV.

- Phys. Rev. C **84**(2011):024906
nucl-ex:1102.1957
- [114] ATLAS collaboration
Measurements of the Nuclear Modification Factor for Jets in Pb+Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS Detector.
Phys. Rev. Lett. **114**(2015):7, 072302
hep-ex:1411.2357
- [115] J. Casalderrey-Solana, J. Milhano, U. Wiedemann
Jet quenching via jet collimation.
J. Phys. G **38**(2011):124086
hep-ph:1107.1964 doi:10.1088/0954-3899/38/12/124086
- [116] M. Laine, A. Rothkopf
Towards understanding thermal jet quenching via lattice simulations.
PoS LATTICE **2013**(2014):174
hep-ph:1310.2413
- [117] G. Qin, B. Müller
Explanation of Di-jet asymmetry in Pb+Pb collisions at the Large Hadron Collider.
Phys. Rev. Lett. **106**(2011):162302
hep-ph:1012.5280 doi:10.1103/PhysRevLett.108.189904
- [118] G. Qin, B. Müller
Erratum Explanation of Di-jet asymmetry in Pb+Pb collisions at the Large Hadron Collider.
Phys. Rev. Lett. **108**(2012):189904
hep-ph:1012.5280 doi:10.1103/PhysRevLett.106.162302
- [119] C. Young, B. Schenke, S. Jeon, C. Gale
Dijet asymmetry at the energies available at the CERN Large Hadron Collider.
Phys. Rev. C **84**(2011):024907
nucl-th:1103.5769 doi:10.1103/PhysRevC.84.024907
- [120] Y. He, I. Vitev, B. Zhang
 $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ Analysis of Inclusive Jet and di-Jet Production in Heavy Ion Reactions at the Large Hadron Collider.
Phys. Lett. B **713**(2012):224
hep-ph:1105.2566 doi:10.1016/j.physletb.2012.05.054
- [121] Y. Tachibana, T. Hirano
Momentum transport away from a jet in an expanding nuclear medium.
Phys. Rev. C **90**(2014):2, 021902
nucl-th:1402.6469 doi:10.1103/PhysRevC.90.021902
- [122] PHENIX collaboration
Centrality dependence of direct photon production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au + Au collisions.
Phys. Rev. Lett. **94**(2005):232301
nucl-ex:0503003 doi:10.1103/PhysRevLett.94.232301
- [123] ALICE collaboration
Transverse momentum dependence of inclusive primary charged-particle production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.
Eur. Phys. J. C **74**(2014):9, 3054
nucl-ex:1405.2737 doi:10.1140/epjc/s10052-014-3054-5
- [124] PHENIX collaboration
Neutral pion production with respect to centrality and reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV.
Phys. Rev. C **87**(2013):3, 034911
nucl-ex:1208.2254 doi:10.1103/PhysRevC.87.034911
- [125] T. Renk
Towards jet tomography: gamma-hadron correlations.
Phys. Rev. C **74**(2006):034906
hep-ph:0607166 doi:10.1103/PhysRevC.74.034906
- [126] Y.-J. Lee, for the CMS collaboration
Nuclear modification factors from the CMS experiment.
J. Phys. G **38**(2011):124015
hep-ex:1107.2131 doi:10.1088/0954-3899/38/12/124015

- [127] N. Borghini, U. Wiedemann
Distorting the hump-backed plateau of jets with dense QCD matter.
hep-ph:0506218 (2005)
- [128] N. Armesto, L. Cunqueiro, C. Salgado, W.-C. Xiang
Medium-evolved fragmentation functions.
JHEP **0802**(2008):048
hep-ph:0710.3073 doi:10.1088/1126-6708/2008/02/048
- [129] I. Vitev, S. Wicks, B. Zhang
A Theory of jet shapes and cross sections: From hadrons to nuclei.
JHEP **0811**(2008):093
hep-ph:0810.2807 doi:10.1088/1126-6708/2008/11/093
- [130] CMS collaboration
Measurement of transverse momentum relative to dijet systems in PbPb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
JHEP **1601**(2016):006
nucl-ex:1509.09029 doi:10.1007/JHEP01(2016)006
- [131] N. Arbor
Etude de la fragmentation des partons par la mesure de corrélations photon-hadron auprès de l'expérience ALICE au LHC.
Thèse de doctorat dans le groupe ALICE-Grenoble tel.archives-ouvertes.fr/tel-00944789 (19 Septembre 2013)
- [132] ALICE collaboration
Measurement of jet suppression in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
Phys. Lett. **B 746**(2015):1
nucl-ex:1502.01689 doi:10.1016/j.physletb.2015.04.039
- [133] X.-N. Wang, Z. Huang, I. Sarcevic
Jet quenching in the opposite direction of a tagged photon in high-energy heavy ion collisions.
Phys. Rev. Lett. **77**(1996):231
hep-ph:9605213 doi:10.1103/PhysRevLett.77.231
- [134] ATLAS collaboration
Measurement of inclusive jet charged-particle fragmentation functions in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector.
Phys. Lett. **B 739**(2014):320
hep-ex:1406.2979 doi:10.1016/j.physletb.2014.10.065
- [135] CMS collaboration
Measurement of jet fragmentation in PbPb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
Phys. Rev. **C 90**(2014):2, 024908
nucl-ex:1406.0932 doi:10.1103/PhysRevC.90.024908
- [136] X.-N. Wang, Y. Zhu
Medium Modification of γ -jets in High-energy Heavy-ion Collisions.
Phys. Rev. Lett. **111**(2013):6, 062301
hep-ph:1302.5874 doi:10.1103/PhysRevLett.111.062301
- [137] PHENIX collaboration
Jet properties from dihadron correlations in p-p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV.
Phys. Rev. **D 74**(2006):072002
hep-ex:0605039 doi:10.1103/PhysRevD.74.072002
- [138] STAR collaboration
Studying Parton Energy Loss in Heavy-Ion Collisions via Direct-Photon and Charged-Particle Azimuthal Correlations.
Phys. Rev. **C 82**(2010):034909
nucl-ex:0912.1871 doi:10.1103/PhysRevC.82.034909
- [139] STAR collaboration
Jet-like Correlations with Direct-Photon and Neutral-Pion Triggers at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
nucl-ex:1604.01117 (2016)
- [140] PHENIX collaboration
Medium modification of jet fragmentation in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV measured in direct photon-hadron correlations.
Phys. Rev. Lett. **111**(2013):3, 032301

- nucl-ex:1212.3323 doi:10.1103/PhysRevLett.111.032301
- [141] CMS collaboration
Studies of jet quenching using isolated-photon+jet correlations in PbPb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
 Phys. Lett. **B 718**(2013):773
 nucl-ex:1205.0206 doi:10.1016/j.physletb.2012.11.003
- [142] ALICE collaboration
Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC.
 Int. J. Mod. Phys. **A 29**(2014):1430044
 nucl-ex:1402.4476 doi:10.1142/S0217751X14300440
- [143] ALICE collaboration
ALICE electromagnetic calorimeter, Addendum to the Technical Proposal.
 CERN-LHCC-2006-014. cds.cern.ch/search?f=reportnumber&p=CERN-LHCC-2006-014 (2006 Apr 14th)
- [144] ALICE collaboration
ALICE electromagnetic calorimeter, Technical Design Report.
 CERN-LHCC-2008-014 ; ALICE-TDR-14. cds.cern.ch/search?f=reportnumber&p=CERN-LHCC-2008-014 (2008 Sept 3rd)
- [145] ALICE-EMCAL collaboration
ALICE EMCAL, Physics Performance Report.
 physics.ins-det:1008.0413 (Nov 2009)
- [146] ALICE EMCAL collaboration
Performance of prototypes for the ALICE electromagnetic calorimeter.
 Nucl. Instrum. Meth. **A 615**(2010):6
 physics.ins-det:0912.2005 doi:10.1016/j.nima.2009.12.061
- [147] F. Astuti, *et al.*
Characterization of Avalanche Photo Diodes for the First Super-Module of the ALICE Electromagnetic Calorimeter.
 INFN/TC-08/07 10.15161/oar.it/1449011763.3 www.openaccessrepository.it/record/20985?ln=en (2009, Oct 13th/20rd)
- [148] A. Badalà, *et al.*
Investigation of the Temperature Dependence of Avalanche Photo Diodes for the ALICE Electromagnetic Calorimeter.
 INFN/TC-09/07 10.15161/oar.it/1449018044.58 www.openaccessrepository.it/record/21034?ln=en (2009, Oct 16th/23rd)
- [149] A. Badalà, *et al.*
Characterization of avalanche photodiodes (APDs) for the electromagnetic calorimeter in the ALICE experiment.
 Nucl. Instrum. Meth. **A 596**(2008):122
 doi:10.1016/j.nima.2008.07.133
- [150] A. Badalà, *et al.*
Prototype and mass production tests of avalanche photodiodes for the electromagnetic calorimeter in the ALICE experiment at LHC.
 Nucl. Instrum. Meth. **A 610**(2009):200
 doi:10.1016/j.nima.2009.05.048
- [151] O. Bourrion, for the ALICE EMCAL collaboration
The ALICE EMCAL L1 trigger first year of operation experience.
 JINST **8**(2013):C01013
 physics.ins-det:1210.8078 doi:10.1088/1748-0221/8/01/C01013
- [152] H. Yokoyama : Private communication
- [153] T. Awes, P. Ganoti
Energy non linearity correction of ALICE EMCAL detector measured by 2010 test beam data.
 Alice analysis note ANA-2921, aliceinfo.cern.ch/Notes/node/461 (2016, Apr 5th)
- [154] J. Faivre, for the ALICE collaboration
Relative pre-calibration of the ALICE electromagnetic calorimeter EMCAL.
 J. Phys. Conf. Ser. **293**(2011):012046
 doi:10.1088/1742-6596/293/1/012046

- [155] PHENIX collaboration
High p_T direct photon and π^0 triggered azimuthal jet correlations and measurement of k_T for isolated direct photons in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV.
 Phys. Rev. **D 82**(2010):072001
 hep-ex:1006.1347 doi:10.1103/PhysRevD.82.072001
- [156] R. Ichou, D. d'Enterria
Sensitivity of isolated photon production at TeV hadron colliders to the gluon distribution in the proton.
 Phys. Rev. **D 82**(2010):014015
 hep-ph:1005.4529 doi:10.1103/PhysRevD.82.014015
- [157] ATLAS collaboration
Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector.
 Phys. Rev. **D 83**(2011):052005
 hep-ex:1012.4389 doi:10.1103/PhysRevD.83.052005
- [158] ATLAS collaboration
Centrality, rapidity and transverse momentum dependence of isolated prompt photon production in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV measured with the ATLAS detector.
 Phys. Rev. **C 93**(2016):3, 034914
 hep-ex:1506.08552 doi:10.1103/PhysRevC.93.034914
- [159] PHENIX collaboration
Photon-Hadron Jet Correlations in $p+p$ and $Au+Au$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
 Phys. Rev. **C 80**(2009):024908
 nucl-ex:0903.3399 doi:10.1103/PhysRevC.80.024908
- [160] CMS collaboration
Measurement of the Differential Cross Section for Isolated Prompt Photon Production in pp Collisions at 7 TeV.
 Phys. Rev. **D 84**(2011):052011
 hep-ex:1108.2044 doi:10.1103/PhysRevD.84.052011
- [161] Y. Mao
Two particle correlations with photon triggers to study hot QCD medium in ALICE at LHC.
 Thèse de doctorat dans le groupe ALICE-Grenoble tel.archives-ouvertes.fr/tel-00622562 (3 Juin 2011)
- [162] D. Shoaleh-Saadi
Etude de la production de sondes dures dans les collisions d'ions lourds au sein de l'expérience ALICE auprès du LHC.
 Stage de Master-2 dans le groupe ALICE-Grenoble (Juin 2011)
- [163] A. Mavel
Etude des corrélations angulaires entre particules dans des collisions $p-p$ de haute énergie avec l'expérience ALICE au LHC.
 Stage de Master-1 dans le groupe ALICE-Grenoble (Juin 2012)
- [164] F. Abed el Nabi
Identification des photons prompts avec le calorimètre EMCAL d'ALICE en collisions $p-p$ à 7 TeV au LHC.
 Stage de Master-2 dans le groupe ALICE-Grenoble (Juin 2012)
- [165] N. Arbor, for the ALICE collaboration
Isolated photon-hadron correlations in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ALICE experiment.
 Nucl. Phys. **A 904-905**(2013):697c-700c
 hep-ex:1211.6620 doi:10.1016/j.nuclphysa.2013.02.110
- [166] N. Arbor, for the ALICE collaboration
Recent photon physics results from the ALICE experiment at the LHC.
 EPJ Web Conf. **60**(2013):13011
 doi:10.1051/epjconf/20136013011
- [167] S. Lumetti
Development of an isolation method for the identification of the prompt photons produced in heavy-ion collisions within the ALICE experiment at LHC.
 Stage de Master-2 dans le groupe ALICE-Grenoble (Juillet 2014)
- [168] A. Vauthier
Etude de la production de sondes dures dans les collisions d'ions lourds au sein de l'expérience ALICE auprès du LHC.
 Stage de Master-2 dans le groupe ALICE-Grenoble (Juillet 2014)

- [169] S. Hacquard
Etude des pions neutres à l'aide du calorimètre d'ALICE (CERN).
Stage de Master-1 dans le groupe ALICE-Grenoble (Juin 2015)
- [170] O. Burgun
Mesure de la pureté de photons directs en collisions Pb-Pb avec l'expérience ALICE.
Stage de Master-2 dans le groupe ALICE-Grenoble (Juin 2015)
- [171] M. Cosentino
Isolated photon spectrum measurement in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.
Alice analysis note ANA-1633, aliceinfo.cern.ch/Notes/node/317 (Last version : 2015, Jan 27th)
- [172] A. Mas, M. Germain
Isolated photon production cross section measurement in pp collisions at 7 TeV with ALICE-EMCAL.
Alice analysis note ANA-1530, aliceinfo.cern.ch/Notes/node/295 (Last version : 2016, Feb 22nd)
- [173] G. Conesa, J. Faivre, C. Furget, C. Silvestre, A. Vauthier
Isolated photon-hadron correlations with the EMCAL in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV in 2011 data.
Alice analysis note ANA-976, aliceinfo.cern.ch/Notes/node/187 (Last version (private communication) : 2016, Apr 7th)
- [174] G. Conesa, M. Cosentino, A. Morreale
Rejection of exotic clusters in EMCAL.
Alice analysis note ANA-2183, aliceinfo.cern.ch/Notes/node/376 (2014, Nov 22nd)
- [175] G. Conesa, J. Faivre, C. Furget, C. Silvestre
Pi0 identification with EMCAL in ALICE in 2011 data via cluster splitting: pp and Pb-Pb collisions.
Alice analysis note ANA-589, aliceinfo.cern.ch/Notes/node/145 (2015, Apr 23rd)
- [176] T. Awes, F. Obenshain, F. Plasil, S. Saini, S. Sorensen, G. Young
A Simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters.
Nucl. Instrum. Meth. **A 311**(1992):130–138
doi:10.1016/0168-9002(92)90858-2
- [177] G. Conesa
Identification of particles and hard processes with the spectrometer PHOS of the ALICE experiment.
Thèse de doctorat tel.archives-ouvertes.fr/tel-00084765 (2005)
- [178] G. Conesa
Update on clusterization and shower shape.
indico.cern.ch/event/147073/ (Oct 20th, 2011)
- [179] A. Benaglia, for the CMS collaboration
The CMS ECAL performance with examples.
JINST **9**(2014):C02008
doi:10.1088/1748-0221/9/02/C02008
- [180] L. Ronflette : Private communication
- [181] STAR collaboration
The STAR barrel electromagnetic calorimeter.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499**(2003):725
doi:10.1016/S0168-9002(02)01970-8
- [182] H. Zhang, J. Owens, E. Wang, X.-N. Wang
Tomography of high-energy nuclear collisions with photon-hadron correlations.
Phys. Rev. Lett. **103**(2009):032302
nucl-th:0902.4000 doi:10.1103/PhysRevLett.103.032302
- [183] H. Zhang, J. Owens, E. Wang, X.-N. Wang
Gamma-Jet Tomography of Quark-Gluon Plasma in High-Energy Nuclear Collisions.
Nucl. Phys. **A 830**(2009):443C
hep-ph:0907.4816 doi:10.1016/j.nuclphysa.2009.10.037
- [184] CMS collaboration
Modification of jet shapes in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
Phys. Lett. **B 730**(2014):243
nucl-ex:1310.0878 doi:10.1016/j.physletb.2014.01.042
- [185] PHENIX collaboration
Dihadron azimuthal correlations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
Phys. Rev. **C 78**(2008):014901
nucl-ex:0801.4545 doi:10.1103/PhysRevC.78.014901

- [186] ALICE collaboration
Measurement of jet quenching with semi-inclusive hadron-jet distributions in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
 JHEP **1509**(2015):170
 nucl-ex:1506.03984 doi:10.1007/JHEP09(2015)170
- [187] L. Cunqueiro, for the ALICE collaboration
Jet shapes in pp and Pb-Pb collisions at ALICE.
 nucl-ex:1512.07882 (2015)
- [188] STAR collaboration
Jet-Hadron Correlations in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV p + p and Central Au + Au Collisions.
 Phys. Rev. Lett. **112**(2014):12, 122301
 nucl-ex:1302.6184 doi:10.1103/PhysRevLett.112.122301
- [189] R. Andrade, J. Noronha, G. Denicol
Jet quenching effects on the direct, elliptic, and triangular flow at energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider.
 Phys. Rev. **C 90**(2014):2, 024914
 nucl-th:1403.1789 doi:10.1103/PhysRevC.90.024914
- [190] M. Schulc, B. Tomášik
Anisotropic flow of the fireball fed by hard partons.
 Phys. Rev. **C 90**(2014):6, 064910
 nucl-th:1409.6116 doi:10.1103/PhysRevC.90.064910
- [191] STAR collaboration
Indications of Conical Emission of Charged Hadrons at RHIC.
 Phys. Rev. Lett. **102**(2009):052302
 nucl-ex:0805.0622 doi:10.1103/PhysRevLett.102.052302
- [192] PHENIX collaboration
A Detailed Study of High-p(T) Neutral Pion Suppression and Azimuthal Anisotropy in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
 Phys. Rev. **C 76**(2007):034904
 nucl-ex:0611007 doi:10.1103/PhysRevC.76.034904
- [193] PHENIX collaboration
Suppression of away-side jet fragments with respect to the reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
 Phys. Rev. **C 84**(2011):024904
 nucl-ex:1010.1521 doi:10.1103/PhysRevC.84.024904
- [194] Y. Dokshitzer, D. Kharzeev
Heavy quark colorimetry of QCD matter.
 Phys. Lett. **B 519**(2001):199
 hep-ph:0106202 doi:10.1016/S0370-2693(01)01130-3
- [195] N. Armesto, C. Salgado, U. Wiedemann
Medium induced gluon radiation off massive quarks fills the dead cone.
 Phys. Rev. **D 69**(2004):114003
 hep-ph:0312106 doi:10.1103/PhysRevD.69.114003
- [196] P. Aurenche, B. Zakharov
Anomalous mass dependence of radiative quark energy loss in a finite-size quark-gluon plasma.
 JETP Lett. **90**(2009):237
 hep-ph:0907.1918 doi:10.1134/S0021364009160048
- [197] M. Nahrgang, J. Aichelin, P. B. Gossiaux, K. Werner
Azimuthal correlations of heavy quarks in Pb + Pb collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV at the CERN Large Hadron Collider.
 Phys. Rev. **C 90**(2014):2, 024907
 hep-ph:1305.3823 doi:10.1103/PhysRevC.90.024907
- [198] ALICE collaboration
Transverse momentum dependence of D-meson production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
 JHEP **1603**(2016):081
 nucl-ex:1509.06888 doi:10.1007/JHEP03(2016)081
- [199] E. Bruna, for the ALICE collaboration
D-meson nuclear modification factor and v_2 in Pb-Pb collisions at the LHC.

- J. Phys. Conf. Ser. **509**(2014):012080
 nucl-ex:1401.1698 doi:10.1088/1742-6596/509/1/012080
- [200] S. Cao, G. Qin, S. Bass, B. Müller
Heavy quark energy loss and angular de-correlation in a quark-gluon plasma matter.
 J. Phys. Conf. Ser. **446**(2013):012035
 doi:10.1088/1742-6596/446/1/012035
- [201] Z. Kang, I. Vitev
Photon-tagged heavy meson production in high energy nuclear collisions.
 Phys. Rev. **D 84**(2011):014034
 hep-ph:1106.1493 doi:10.1103/PhysRevD.84.014034
- [202] T. Stavreva, F. Arleo, I. Schienbein
Prompt photon in association with a heavy-quark jet in Pb-Pb collisions at the LHC.
 JHEP **1302**(2013):072
 hep-ph:1211.6744 doi:10.1007/JHEP02(2013)072
- [203] J. Huang, Z. Kang, I. Vitev
Inclusive b-jet production in heavy ion collisions at the LHC.
 Phys. Lett. **B 726**(2013):251
 hep-ph:1306.0909 doi:10.1016/j.physletb.2013.08.009
- [204] ALICE collaboration
Upgrade of the ALICE experiment.
 CERN-LHCC-2012-012 / LHCC-I-022 (2012, Sept 8th)
- [205] F. Ronchetti
Detector status for 2015 Heavy Ion Run.
 Talk in Alice week, indico.cern.ch/event/387209/contributions/1818598/attachments/1185219/1717913/RC-federico-10-11-2015-PF.pdf (2015, Nov 11th)
- [206] STAR collaboration
Mass, quark-number, and $\sqrt{s_{NN}}$ dependence of the second and fourth flow harmonics in ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions.
 Phys. Rev. **C 75**(2007):054906
 nucl-ex:0701010 doi:10.1103/PhysRevC.75.054906
- [207] ALICE collaboration
Elliptic flow of identified hadrons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
 JHEP **1506**(2015):190
 nucl-ex:1405.4632 doi:10.1007/JHEP06(2015)190
- [208] ATLAS collaboration
Search for top quark pair production in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8$ TeV p-p collisions with the ATLAS detector.
 JHEP **1411**(2014):118
 hep-ex:1407.0583 doi:10.1007/JHEP11(2014)118
- [209] H. Paukkunen, K. Eskola, C. Salgado
Dijets in p + Pb collisions and their quantitative constraints for nuclear PDFs.
 Nucl. Phys. **A 931**(2014):331
 hep-ph:1408.4563 doi:10.1016/j.nuclphysa.2014.07.012
- [210] ALICE collaboration
Centrality dependence of particle production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.
 Phys. Rev. **C 91**(2015):6, 064905
 nucl-ex:1412.6828 doi:10.1103/PhysRevC.91.064905
- [211] ALICE collaboration
Centrality dependence of charged jet production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.
 nucl-ex:1603.03402 (2016)
- [212] R. Barbieri, for the CMS collaboration
Studies of dijet and photon-jet properties in pp, pPb, and PbPb collisions with CMS.
 Nucl. Phys. **A 931**(2014):465
 doi:10.1016/j.nuclphysa.2014.08.044
- [213] CMS collaboration
Evidence for Collective Multiparticle Correlations in p-Pb Collisions.
 Phys. Rev. Lett. **115**(2015):1, 012301
 nucl-ex:1502.05382 doi:10.1103/PhysRevLett.115.012301

- [214] CMS collaboration
Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC.
JHEP **1009**(2010):091
hep-ex:1009.4122 doi:10.1007/JHEP09(2010)091
- [215] ALICE collaboration
Freeze-out radii extracted from three-pion cumulants in pp, p-Pb and Pb-Pb collisions at the LHC.
Phys. Lett. **B 739**(2014):139
nucl-ex:1404.1194 doi:10.1016/j.physletb.2014.10.034
- [216] S. Brodsky, F. Fleuret, C. Hadjidakis, J.-P. Lansberg
Physics Opportunities of a Fixed-Target Experiment using the LHC Beams.
Phys. Rept. **522**(2013):239–255
- [217] V. Friese
Heavy-ion physics at high baryon densities.
EPJ Web Conf. **95**(2015):03010
doi:10.1051/epjconf/20159503010
- [218] J. Heuser, for the CBM collaboration
Status of the CBM experiment.
EPJ Web Conf. **95**(2015):01006
doi:10.1051/epjconf/20159501006
- [219] A. Sissakian, A. Sotin, V. Kekelidze, *et al.*
The MultiPurpose Detector MPD – Conceptual Design Report v. 1.4.
nica.jinr.ru/files/CDR_MPD/MPD_CDR_en.pdf (Uploaded on 2013, Jan 25th)
- [220] BM@N collaboration
Conceptual Design Report BM@N – Baryonic Matter at Nuclotron.
nica.jinr.ru/files/BM@N/BMN_CDR.pdf (Uploaded on 2013, Jan 22th)
- [221] A. Zinchenko, for the BM@N collaboration
Relativistic heavy ion physics at JINR : status of the BM@N and MPD experiments.
Proceedings of the 20th International Conference on Particles and Nuclei (PANIC 14) (2014):220–223
doi:10.3204/DESY-PROC-2014-04/177
- [222] H. Sako, *et al.*
Towards the heavy-ion program at J-PARC.
Nucl. Phys. **A 931**(2014):1158
doi:10.1016/j.nuclphysa.2014.08.065
- [223] N. Armesto, A. Dainese, D. d’Enterria, S. Masciocchi, C. Roland, C. Salgado, M. van Leeuwen, U. Wiedemann
Heavy-ion physics studies for the Future Circular Collider.
Nucl. Phys. **A 931**(2014):1163–1168
- [224] ALICE collaboration
Centrality, rapidity and transverse momentum dependence of J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV.
Phys. Lett. **B 734**(2014):314–327
nucl-ex:1311.0214
- [225] Y. Liu, Z. Qu, N. Xu, P. Zhuang
J/ψ Transverse Momentum Distribution in High Energy Nuclear Collisions at RHIC.
Phys. Lett. **B 678**(2009):72–76
- [226] J.-F. Grosse-Oetringhaus, for the ALICE collaboration
Alice overview talk.
Quark Matter conference, indico.cern.ch/event/219436/timetable/#20140522.detailed (2014)
- [227] ALICE collaboration
Azimuthal anisotropy of D meson production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
Phys. Rev. **C 90**(2014):3, 034904
nucl-ex:1405.2001
- [228] CMS collaboration
Study of high-pT charged particle suppression in PbPb compared to pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
Eur. Phys. J. **C 72**(2012):1945
nucl-ex:1202.2554
- [229] K. Jung, for the CMS collaboration

- Measurements of b-jet Nuclear Modification Factors in pPb and PbPb Collisions with CMS.*
Nucl. Phys. **A 931**(2014):470
nucl-ex:1410.2576
- [230] D. Boyanovsky, J. de Vega, D. Schwarz
Phase transitions in the early and the present universe.
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **56**(2006):441
hep-ph:0602002 doi:10.1146/annurev.nucl.56.080805.140539
- [231] A. Steiner, J. Lattimer, E. Brown
The Equation of State from Observed Masses and Radii of Neutron Stars.
Astrophys. J. **722**(2010):33–54
astro-ph:1005.0811 doi:10.1088/0004-637X/722/1/33
- [232] F. Özel, G. Baym, T. Güver
Astrophysical Measurement of the Equation of State of Neutron Star Matter.
Phys. Rev. **D82**(2010):101301
astro-ph:1002.3153 doi:10.1103/PhysRevD.82.101301
- [233] A. Steiner, J. Lattimer, E. Brown
The Neutron Star Mass-Radius Relation and the Equation of State of Dense Matter.
Astrophys. J. **765**(2013):L5
nucl-th:1205.6871 doi:10.1088/2041-8205/765/1/L5
- [234] A. Watts, *et al.*
Probing the neutron star interior and the Equation of State of cold dense matter with the SKA.
PoS AASKA **14**(2015):043
astro-ph:1501.00042
- [235] A. Watts, *et al.*
Measuring the neutron star equation of state using X-ray timing.
astro-ph:1602.01081 (2016)
- [236] P. Danielewicz, R. Lacey, W. Lynch
Determination of the equation of state of dense matter.
Science **298**(2002):1592–1596
nucl-th:0208016 doi:10.1126/science.1078070
- [237] P. Braun-Munzinger, J. Wambach
The Phase Diagram of Strongly-Interacting Matter.
Rev. Mod. Phys. **81**(2009):1031
hep-ph:0801.4256 doi:10.1103/RevModPhys.81.1031
- [238] M. Alford, K. Schwenzer
Probing dense matter in compact star cores with radio pulsar data.
Nucl. Phys. **A 931**(2014):740–745
nucl-th:1408.3152 doi:10.1016/j.nuclphysa.2014.08.077
- [239] LIGO scientific and Virgo collaborations
Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger.
Phys. Rev. Lett. **116**(2016):6, 061102
gr-qc:1602.03837 doi:10.1103/PhysRevLett.116.061102
- [240] LIGO scientific and Virgo collaborations
Properties of the binary black hole merger GW150914.
gr-qc:1602.03840 (Feb. 2016)
- [241] M. Bejger, *et al.*
Impact of the nuclear equation of state on the last orbits of binary neutron stars.
Astron. Astrophys. **431**(2005):297
astro-ph:0406234 doi:10.1051/0004-6361:20041441
- [242] T. Hinderer, B. Lackey, R. Lang, J. Read
Tidal deformability of neutron stars with realistic equations of state and their gravitational wave signatures in binary inspiral.
Phys. Rev. **D81**(2010):123016
astro-ph:0911.3535 doi:10.1103/PhysRevD.81.123016
- [243] N. Yasutake, K. Kotake, M.-a. Hashimoto, S. Yamada
Effects of QCD phase transition on gravitational radiation from two-dimensional collapse and bounce of massive stars.

- Phys. Rev. **D75**(2007):084012
astro-ph:0702476 doi:10.1103/PhysRevD.75.084012
- [244] W. Del Pozzo, T. Li, M. Agathos, C. van den Broeck, S. Vitale
Demonstrating the feasibility of probing the neutron star equation of state with second-generation gravitational wave detectors.
Phys. Rev. Lett. **111**(2013):7, 071101
gr-qc:1307.8338 doi:10.1103/PhysRevLett.111.071101
- [245] A. Maselli, L. Gualtieri, V. Ferrari
Constraining the equation of state of nuclear matter with gravitational wave observations: Tidal deformability and tidal disruption.
Phys. Rev. **D88**(2013):10, 104040
gr-qc:1310.5381 doi:10.1103/PhysRevD.88.104040
- [246] HKS collaboration
Observation of the ${}^7_{\Lambda}$ He Hypernucleus by the $(e, e'K^+)$ Reaction.
Phys. Rev. Lett. **110**(2013):1, 012502
nucl-ex:1207.0571 doi:10.1103/PhysRevLett.110.012502
- [247] P. Bedaque, A. Steiner
Hypernuclei and the hyperon problem in neutron stars.
Phys. Rev. **C 92**(2015):2, 025803
nucl-th:1412.8686 doi:10.1103/PhysRevC.92.025803
- [248] D. Lonardonì, F. Pederiva, S. Gandolfi
From hypernuclei to the Inner Core of Neutron Stars: A Quantum Monte Carlo Study.
J. Phys. Conf. Ser. **529**(2014):012012
nucl-th:1408.4492 doi:10.1088/1742-6596/529/1/012012
- [249] Finuda collaboration
Search for the neutron-rich hypernucleus ${}^9_{\Lambda}$ He.
Phys. Rev. **C 86**(2012):057301
nucl-ex:1210.4431
- [250] STAR collaboration
Observation of the antimatter Helium-4 nucleus.
Nature **473**(2011):353
nucl-ex:1103.3312 doi:10.1038/nature10079
- [251] STAR collaboration
Erratum Observation of the antimatter Helium-4 nucleus.
Nature **475**(2011):412
nucl-ex:1103.3312 doi:10.1038/nature10079
- [252] A. Botvina, J. Steinheimer, E. Bratkovskaya, M. Bleicher, J. Pochodzalla
Formation of hypermatter and hypernuclei within transport models in relativistic ion collisions.
Phys. Lett. **B 742**(2015):7
nucl-th:1412.6665 doi:10.1016/j.physletb.2014.12.060
- [253] STAR collaboration
Observation of an Antimatter Hypernucleus.
Science **328**(2010):58
nucl-ex:1003.2030 doi:10.1126/science.1183980
- [254] ALICE collaboration
(Hyper)nuclei and anti-(hyper)nuclei production in Pb-Pb collisions in ALICE at LHC.
J. Phys. Conf. Ser. **612**(2015):1, 012065
doi:10.1088/1742-6596/612/1/012065
- [255] ALICE collaboration
Precision measurement of the mass difference between light nuclei and anti-nuclei.
Nature Phys. (2015)
nucl-ex:1508.03986 doi:10.1038/nphys3432
- [256] P. Beloshitsky, T. Eriksson, S. Maury
The CERN antiproton decelerator (AD) in 2002: Status, progress and machine development results.
Nucl. Instrum. Meth. **B 214**(2004):176–180
doi:10.1016/S0168-583X(03)01765-8
- [257] M. Hori, J. Walz

Physics at CERN's Antiproton Decelerator.

Prog. Part. Nucl. Phys. **72**(2013):206

physics.atom-ph:1304.3721 doi:10.1016/j.pnpnp.2013.02.004