HAL
open science

Etude de la production des mésons charmés-étranges dans les collisions proton-proton et proton-plomb avec l'expérience ALICE au LHC

Julien Hamon

To cite this version:

Julien Hamon. Etude de la production des mésons charmés-étranges dans les collisions proton-proton et proton-plomb avec l'expérience ALICE au LHC. Physique [physics]. Université de Strasbourg, 2018. Français. NNT : 2018STRAE012 . tel-02044505

HAL Id: tel-02044505

https://theses.hal.science/tel-02044505

Submitted on 21 Feb 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.

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET CHIMIE-PHYSIQUE

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC), UMR 7178

THÈSE présentée par :

Julien HAMON

soutenue le : **21 septembre 2018**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université de Strasbourg**

Discipline/Spécialité : Physique des particules élémentaires

Étude de la production des mésons charmés-étranges dans les collisions proton–proton et proton–plomb avec l'expérience ALICE au LHC

THÈSE dirigée par :

M.	**RAMI Fouad**	Chargé de recherche, CNRS/IN2P3 - IPHC Strasbourg

RAPPORTEURS :

Mme.	**BASTID Nicole**	Professeur, LPC Clermont-Ferrand
M.	**ROBBE Patrick**	Directeur de recherche, CNRS/IN2P3 - LAL Orsay

---

AUTRES MEMBRES DU JURY :

M.	**ANDRONIC Anton**	Professeur, INP Münster
M.	**BAUDOT Jérôme**	Professeur, IPHC Strasbourg
M.	**SCHIENBEIN Ingo**	Maître de conférence, LPSC Grenoble

À ma famille

Remerciements

Ce manuscrit concrétise trois années palpitantes de travail de thèse. Cette aventure — un marathon disent certains — ne s'entreprend pas en solitaire mais représente bel et bien une construction collective. Bien qu'il soit difficile de synthétiser en peu de phrases l'apport de chacun, des remerciements s'imposent.

Je voudrais avant tout signifier ma gratitude à mes deux encadrants de thèse. Je remercie chaleureusement Fouad Rami, d'abord d'avoir accepté de m'encadrer il y a trois de cela, ensuite d'avoir été effectivement présent et optimiste tout au long de ma thèse. Fouad, merci pour ton envie d'améliorer sans cesse ce travail. Je remercie infiniment Antonin Maire qui, dès ma première année de Master, a su partager son émerveillement pour la physique des particules au LHC et m'initier les ficelles du métier. Antonin, merci pour ta confiance, ton écoute et tes conseils qui dépassent le simple cadre de la physique.

Je remercie chaudement le groupe ALICE de l'IPHC de Strasbourg : Iouri Belikov, Boris Hippolyte, Christian Kuhn, Yves Schutz et Sergey Senyukov. Vous m'avez permis de vite trouver ma place dans le groupe (pas seulement préposé au café...) et aidé à forger ma culture du milieu scientifique. Un remerciement particulier pour Iouri et nos explorations de la Voie lactée aux jumelles et télescope, Boris et ses conseils avisés pour traverser les périodes de tension qui parsèment la thèse, et Yves et ses relectures pertinentes des chapitres, notamment lors de ma précipitation pour boucler le manuscrit. Je remercie également Arthur Gal pour son enthousiaste comme stagiaire, me forçant à prendre du recul sur notre discipline.

Cette thèse serait bien peu de choses sans votre apport quotidien, merci !

Je souhaite remercier également les membres de mon jury de thèse, d'avoir accepté de jauger mon travail et pour la discussion enrichissante lors de la soutenance : Nicole Bastid, Patrick Robbe, Anton Andronic, Jérôme Baudot et Ingo Schienbein. Un remerciement spécial pour Nicole et Patrick pour leur relecture assidue du manuscrit, en plein mois d'août, et le retour qu'il m'en ont fait. Toute ma gratitude pour Jérôme qui a suivi mon parcours universitaire, du M1 en stage au jury de thèse, en passant par le M2 PSA et le monitorat. Jérôme, merci encore pour ton implication dans mon cursus et tes conseils pour la suite.

Ce travail aurait certainement une forme bien différente sans le soutien de ma famille, me permettant de braver plus sereinement le fleuve impétueux de la thèse.

En particulier lors de la rédaction, où certains se sont dévoués à la relecture, les autres m'ont encouragé fidèlement. Je remercie donc généreusement mon père, ma mère, Céline, Romain et Léo, tous curieux et bienveillants !

Je remercie affectueusement mes amis « Strasbourgeois » (souvent d'adoption). Je pense au trio de thésards, compagnons de galère, Guillaume–Cédric–Antoine, même si (dans le désordre) l'un étudie l'eau, l'autre *deal* du fumier au Châtaigner et le dernier est un sudiste. Une grosse accolade à mes trois complices ! Je remercie également Lucas, spécialiste du loup garou, Laura Stoeckel, toujours « très contente d'être avec nous », et Clémentine Abt, maestro des chorales des fins de soirée.

Boule d'amour pour tous !

Je souhaite remercier du fond du cœur mon soutien quotidien, Jeanne, qui a suivi le cheminement de cette thèse du début à la fin. Jeanne, merci pour tes encouragements et cette histoire que l'on construit.

Enfin, merci à celui qui m'a littéralement assisté, depuis mes genoux, dans l'écriture de ce manuscrit, Spassky, un chat intelligent.

Table des matières

Introduction 1

I Le plasma de quarks et de gluons 5

I.A Interaction forte 6
I.A-1 Modèle standard de la physique des particules 6
I.A-2 Chromodynamique quantique 8
I.A-2.i Confinement et liberté asymptotique 8
I.A-2.ii Vers un état de quarks déconfinés 11
I.A-2.iii Diagramme de phase de la matière nucléaire 12

I.B Étude expérimentale du QGP 15
I.B-1 Scénario d'une collision d'ions lourds 15
I.B-2 Géométrie d'une collision 18
I.B-3 Principales signatures expérimentales 19
I.B-3.i Abondance des hadrons 19
I.B-3.ii Écoulement collectif 21
I.B-3.iii Atténuation des jets 23

II Saveurs lourdes dans les collisions hadroniques 27

II.A De l'intérêt des quarks lourds 28

II.B Saveurs lourdes dans les collisions pp 30
II.B-1 Théorème de factorisation 30
II.B-1.i Fonction de distribution partonique 31
II.B-1.ii Production des quarks lourds 33
II.B-1.iii Fragmentation des quarks 36
II.B-2 Principaux résultats expérimentaux 38

II.C Saveurs lourdes dans les collisions p–A 40
II.C-1 Modification des fonctions de distribution partonique 40
II.C-2 Effet Cronin 43

II.C-3 Perte cohérente d'énergie 43
II.C-4 Principaux résultats expérimentaux 44

II.D Saveurs lourdes dans les collisions A–A 44
II.D-1 Perte d'énergie par collision 45
II.D-2 Perte d'énergie par radiation 46
II.D-3 Hadronisation des quarks lourds dans le QGP 48
II.D-4 Principaux résultats expérimentaux 48

II.E Similitudes aux saveurs légères 50

II.F Spécificités des mésons D_s^+ 51

III L'expérience ALICE au LHC 55

III.A Le *Large Hadron Collider* 56
III.A-1 Chaîne d'accélération 57
III.A-2 Programme de l'accélérateur 60

III.B ALICE : de la collaboration au détecteur 61
III.B-1 La collaboration 61
III.B-2 Le détecteur 61
III.B-2.i Système de trajectographie interne, ITS 66
III.B-2.ii Chambre à projection temporelle, TPC 67
III.B-2.iii Temps de vol, TOF 68
III.B-2.iv Compteur V0 69

III.C Reconstruction d'événements 70
III.C-1 Reconstruction du vertex d'interaction primaire 70
III.C-2 Reconstruction des traces 72

III.D Identification de particules 75
III.D-1 Pertes linéiques d'énergie dans la TPC 76
III.D-2 Temps de vol par le TOF 76

III.E Environnement hors ligne de calcul 78
III.E-1 Logiciel AliROOT 79
III.E-2 Formats de données 79
III.E-3 Calcul distribué 81
III.E-3.i Grille de calcul 81
III.E-3.ii Système de trains LEGO 82

IV Analyse du méson D_s^+ ... 85

IV.A Enregistrement et sélection des collisions ... 86
IV.A-1 Lots de données pp et p–Pb ... 86
IV.A-1.i Collisions proton–proton ... 87
IV.A-1.ii Collisions proton–plomb ... 89
IV.A-2 Sélection des événements ... 90
IV.A-3 Événements Monte Carlo ... 94
IV.A-3.i Production des événements simulés ... 94
IV.A-3.ii Contrôle qualité des simulations ... 95

IV.B Reconstruction des mésons D_s^+ ... 98
IV.B-1 Présentation du canal de désintégration exploité ... 98
IV.B-2 Sélection des traces filles ... 101
IV.B-3 Reconstruction combinatoire du vertex secondaire ... 103
IV.B-4 Identification de particules ... 105
IV.B-5 Sélections topologiques et cinématiques ... 107
IV.B-5.i Méthode standard d'optimisation ... 112
IV.B-5.ii Méthode statistique ... 115

IV.C Extraction du signal ... 117
IV.C-1 Principes et méthode ... 117
IV.C-2 Ajustement des spectres de masse invariante ... 119
IV.C-3 Étude du pic du signal dans les simulations ... 121

IV.D Corrections d'acceptance et d'efficacité ... 125
IV.D-1 Facteurs d'acceptance ... 127
IV.D-2 Facteurs d'efficacité ... 128

IV.E Fraction prompte du signal de D_s^+ ... 131

IV.F Section efficace ... 135
IV.F-1 Méthode standard d'optimisation ... 138
IV.F-2 Méthode statistique ... 138

V Évaluation des incertitudes systématiques ... 145

V.A Efficacité des sélections topologiques ... 146

V.B Extraction du signal ... 151

V.C Méthode statistique ... 154
V.C-1 Incertitudes systématiques associées ... 155
V.C-2 Stabilité des résultats ... 156
V.C-3 Comparaison à la méthode standard ... 160
V.C-4 Synthèse de la méthode statistique ... 162

V.D Efficacité de reconstruction des traces . . . 163
V.D-1 Reconstruction dans la TPC . . . 163
V.D-2 Mise en correspondance ITS–TPC . . . 164
V.D-3 Impact sur la reconstruction des mésons D_s^+ . . . 165
V.E Identification de particules . . . 166
V.E-1 Lots purs de pions et de kaons chargés . . . 167
V.E-2 Efficacité des sélections en PID . . . 170
V.F Corrections des simulations Monte Carlo . . . 176
V.F-1 Forme en p_T du spectre généré des mésons D . . . 176
V.F-1.i Dans les simulations complètes . . . 177
V.F-1.ii Dans les *toy* Monte Carlo . . . 178
V.F-2 Multiplicité des événements (p–Pb) . . . 181
V.G Fraction prompte . . . 184
V.G-1 Incertitude sur les prédictions FONLL . . . 184
V.G-2 Incertitude sur le facteur $R_{\mathrm{pPb}}^{\text{feed-down}}$ . . . 186
V.G-3 Recoupement par une méthode alternative . . . 187
V.H Récapitulatif des incertitudes systématiques . . . 189

VI Résultats et discussion . . . 191

VI.A Production des mésons D_s^+ dans les collisions pp . . . 192
VI.A-1 Section efficace différentielle de production . . . 192
VI.A-1.i Première comparaison à la théorie . . . 193
VI.A-1.ii Dépendance en énergie de collision . . . 197
VI.A-1.iii Abondance relative des mésons D_s^+ . . . 198
VI.A-1.iv Comparaison systématique aux générateurs d'événements . . . 204
VI.A-2 Section efficace intégrée en p_T et extrapolation . . . 207
VI.B Production des mésons D_s^+ dans les collisions p–Pb . . . 215
VI.B-1 Section efficace différentielle de production . . . 215
VI.B-1.i Comparaison à la mesure préexistante . . . 215
VI.B-1.ii Abondance relative des mésons D_s^+ . . . 216
VI.B-2 Section efficace intégrée en p_T et extrapolation . . . 217
VI.B-3 Facteur de modification nucléaire . . . 223
VI.B-3.i Comparaison à la mesure préexistante . . . 223
VI.B-3.ii Comparaison à la théorie . . . 226
VI.C Vers une nouvelle référence pour les collisions Pb–Pb . . . 229
VI.C-1 Motivation d'une nouvelle observable . . . 229
VI.C-2 Construction de l'observable S_{AA} . . . 231
VI.C-3 Renforcement des mésons D étranges . . . 235

Conclusions et perspectives 239

Bibliographie 245

Table des figures I

Liste des tableaux XI

Introduction

Ce manuscrit représente trois ans de travail de thèse, réalisé auprès de l'expérience ALICE au CERN, et ayant pour objectif l'étude de la production des mésons D_s^+ prompts, à rapidité centrale, dans les collisions proton–proton et proton–plomb à des énergies par paire de nucléons dans le référentiel du centre de masse, $\sqrt{s_{NN}}$, de 13 TeV et 5,02 TeV respectivement.

L'expérience ALICE est l'une des quatre principales expériences situées sur le pourtour de l'accélérateur de noyaux atomiques LHC (*Large Hadron Collider*). Avec les expériences des collisionneurs SPS (*Super Proton Synchrotron*) et RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*), elle est spécialisée dans l'étude des collisions de noyaux lourds ultra-relativistes. Du point de vue de la thématique de physique, ces expériences ont pour trait commun de s'intéresser à l'une des quatre interactions fondamentales, l'interaction forte, dans toute sa richesse. Cette dernière est à l'origine des liaisons entre quarks, réalisées par l'intermédiaire de gluons médiateurs, et, de ce fait, est responsable de la cohésion de la matière nucléaire. Les collisions de noyaux lourds ultra-relativistes ont pour originalité de révéler des phénomènes collectifs émergents de l'interaction forte, singuliers dans le domaine de la physique des particules élémentaires d'approche traditionnellement réductionniste.

Ainsi, ces dernières décennies, les collisions de noyaux lourds (tels Au ou Pb) accélérés à des vitesses hautement relativistes ont permis de mettre en évidence un état de la matière : le plasma de quarks et de gluons (*Quark Gluon Plasma*, QGP). Cet état particulier, constitué de partons (quarks et gluons) déconfinés de leur hadron d'origine et prédit par la théorie de l'interaction forte, la chromodynamique quantique (QCD), serait celui des premiers instants de l'Univers jusqu'à quelques microsecondes après le Big Bang. Sa formation est accomplie pour des densités d'énergie excédant une valeur critique, évaluée à 0,7 GeV/fm^3 [1, 2], atteintes en laboratoire que de façon extrêmement brève, d'une durée de l'ordre de 10^{-22} seconde. Ce caractère éphémère nous interdit toute observation directe et contraint la communauté à user d'ingéniosité pour examiner le QGP à partir de la mesure des restes de la collision, les quarks et les gluons confinés en hadrons. La découverte de cet état de la matière puis, dorénavant, sa caractérisation n'aurait été possible sans l'aide d'accélérateurs, aux énergies de collision croissantes, et de détecteurs, toujours plus performants.

L'étude de la production des quarks lourds — quarks charmés et beaux — dans les collisions d'ions lourds offre une approche inédite pour explorer les propriétés du plasma de quarks et de gluons. Du fait de leur masse élevée (par rapport au

paramètre d'échelle de la QCD, Λ_{QCD}), les quarks lourds sont essentiellement produits par les diffusions partoniques dures, dans les premiers instants des collisions hadroniques, avant le cas échéant la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Ainsi, ils participeront aux étapes successives de la collision : de la phase de partons déconfinés, jusqu'au stade de hadrons libres s'échappant vers les détecteurs. Au cours de leur propagation au travers du milieu partonique, les quarks lourds interagissent via des interactions élastiques (collisionnelles) et inélastiques (radiations de gluons), dont l'ampleur dépend de certains paramètres thermodynamiques du système. L'étude de la production des hadrons résultants, produits bien en aval de la phase de déconfinement, permet de sonder indirectement les propriétés du QGP. Parmi la population de quarks charmés générés dans les collisions, les mésons D récupèrent au final 90% de celle-ci. Au sein de la famille des mésons D, les hadrons les plus abondants sont les mésons D^0 ($\mathrm{c\bar{u}}$, $\sim 55\%$), D^{*+} ($\mathrm{c\bar{d}}$, $\sim 24\%$), D^+ ($\mathrm{c\bar{d}}$, $\sim 23\%$) et D_s^+ ($\mathrm{c\bar{s}}$, $\sim 9\%$) [3].

La compréhension et la caractérisation du plasma de quarks et de gluons, de prime abord formé dans les systèmes les plus lourds (typiquement, au LHC, les collisions plomb–plomb), passent nécessairement par une connaissance fine des systèmes les plus légers, telles que les collisions proton–proton (pp) et proton–plomb (p–Pb). Dans le cas des hadrons de saveurs lourdes, les collisions pp permettent d'explorer les mécanismes élémentaires de leur production. En premier lieu, les collisions pp offrent l'opportunité de tester le secteur perturbatif, de hautes énergies, de la QCD, à travers l'analyse des processus de diffusions dures engendrant la création de quarks lourds. En second lieu, la distribution des partons au sein des protons et les mécanismes de fragmentation des quarks en hadrons, phénomènes non-perturbatifs, de basses énergies, peuvent également être examinés. Les collisions p–Pb appuient spécifiquement l'étude des effets nucléaires dits froids, ou conventionnels, telles que la modification de la distribution des partons du noyau de plomb vis-à-vis du proton.

Cette thèse se propose d'apporter sa pierre à l'édifice de la caractérisation des collisions de noyaux atomiques de référence, pp et p–Pb, aussi appelés « petits systèmes », essentiels pour l'étude du plasma de quarks et de gluons et, plus largement, de la chromodynamique quantique.

Avec la profusion des données délivrées par l'accélérateur LHC, et les énergies de collisions les plus élevées jamais atteintes, les études des mésons charmés dans les collisions hadroniques sont entrées dans une ère de précision. En particulier, les mésons charmés-étranges D_s^+, qui sont parmi les mésons D les plus rares, peuvent dorénavant être mesurés finement. De plus, la présence dans ces mésons D_s^+ d'un quark étrange (plutôt qu'un quark léger) comme quark de valence pourrait donner à ce méson un caractère particulier, notamment en matière de hadronisation.

Dans ce contexte, le présent travail apporte une contribution à l'étude expérimentale de la production des mésons D_s^+ prompts, à travers son canal de désintégration en $\mathrm{D}_\mathrm{s}^+ \to \pi^+[\phi(1020) \to \mathrm{K}^+\mathrm{K}^-]$, dans les petits systèmes de collision de la deuxième campagne de prise de données (*run* 2) du LHC. Les collisions pp à

$\sqrt{s} = 13$ TeV offrent actuellement l'environnement le plus favorable pour ce type d'étude au LHC. Effectivement, l'énergie de collision est la plus élevée disponible, offrant ainsi la plus grande section efficace de production des particules charmées. En outre, la quantité de données accumulées en 2016 est environ 40% supérieure à celle des mesures du *run* 1. Les collisions pp permettront avant tout de tester les calculs perturbatifs de QCD et d'investiguer leurs différentes hypothèses. Les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, une énergie similaire à celle des collisions du *run* 1, fournissent un échantillon de données six fois plus important. Si de premières études de la production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ ont été effectuées, avec des incertitudes relativement larges, les nouvelles mesures devraient être significativement plus précises. Ainsi, les effets nucléaires de l'état initial des noyaux pourront être examinés plus en détail.

Le présent manuscrit est organisé en deux grandes parties. La première partie (chapitres I, II et III) introduit les notions scientifiques et techniques nécessaires à la compréhension de ce travail de thèse. Le chapitre I expose le contexte général de l'étude de la théorie de l'interaction forte et ses différents aspects. Avec une approche théorique dans un premier temps, le second temps s'appesantit sur la facette expérimentale des collisions d'ions lourds, présentant notamment les observables physiques majeures dans ce domaine. Le chapitre II dresse un aperçu de la physique spécifique du quark charmé dans les petits systèmes, bien sûr, mais aussi dans les collisions plomb–plomb (Pb–Pb). Les concepts fondamentaux y sont dépeints ainsi qu'une revue succincte des résultats expérimentaux existants avant l'apport des travaux de cette thèse. Les moyens techniques employés pour les mesures de cette thèse, à savoir l'accélérateur LHC, l'expérience ALICE et la grille mondiale de calcul, sont présentés au chapitre III.

La seconde partie (chapitres IV, V et VI) est dédiée au travail d'analyse propre à cette thèse. Le chapitre IV met en avant les étapes de reconstruction nécessaires à l'étude des mésons $\mathrm{D_s^+}$. Nous y découvrons, entre autres, les différents critères de sélection et les corrections menant jusqu'à l'extraction d'une section efficace de production à rapidité centrale, différentielle en impulsion transverse. À cette occasion, une méthode statistique originale de détermination de la section efficace est exposée. L'inspection des possibles biais expérimentaux et des méthodes d'analyse, et leurs incertitudes systématiques associées, est discutée dans le chapitre V. Ce dernier nous donne l'occasion d'examiner plus finement les subtilités de l'analyse et d'en évaluer les limites. Finalement, le chapitre VI présente les principaux résultats obtenus à l'issue de cette thèse. La section efficace différentielle de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts, sa dépendance en énergie de collision, l'abondance relative des mésons $\mathrm{D_s^+}$ par rapport aux mésons D non-étranges, et la section efficace totale de production des paires $\mathrm{c\bar{c}}$ sont ainsi présentées. Pour ce qui est des collisions p–Pb, le facteur de modification nucléaire R_{pPb} est évalué, en plus de la construction d'une nouvelle observable, notée S_{AA}, comparant la production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions p–Pb et Pb–Pb. Tout ces résultats sont discutés dans le cadre de différentes approches théoriques et sont mis en perspective de résultats existants par ailleurs.

Enfin, une conclusion générale termine ce manuscrit, résumant les principaux résultats et exposant les perspectives de ce travail de thèse.

Chapitre I

Le plasma de quarks et de gluons

I.A Interaction forte 6
I.A-1 Modèle standard de la physique des particules 6
I.A-2 Chromodynamique quantique 8
I.A-2.i Confinement et liberté asymptotique 8
I.A-2.ii Vers un état de quarks déconfinés 11
I.A-2.iii Diagramme de phase de la matière nucléaire 12

I.B Étude expérimentale du QGP 15
I.B-1 Scénario d'une collision d'ions lourds 15
I.B-2 Géométrie d'une collision 18
I.B-3 Principales signatures expérimentales 19
I.B-3.i Abondance des hadrons 19
I.B-3.ii Écoulement collectif 21
I.B-3.iii Atténuation des jets 23

La physique subatomique est la discipline s'adonnant à décrire scientifiquement la matière à l'échelle des particules élémentaires la constituant. En quelques dizaines d'années seulement, notre vision de la matière a été bouleversée avec les découvertes successives de nouveaux niveaux d'élémentarité sous l'atome. De la première expérience de Rutherford en 1910 (diffusion de noyaux d'hélium sur des atomes d'or) à la découverte d'une particule étrange (le Ω^-) en 1964, en passant par les expériences de Rutherford en 1919 (découverte du proton) et de Chadwick en 1932 (découverte du neutron), tour à tour, les noyaux puis les nucléons puis les quarks seront dévoilés.

Le modèle standard, que nous présenterons brièvement dans la première partie de ce chapitre (I.A), est actuellement la théorie la plus aboutie pour décrire les trois interactions fondamentales (électromagnétique, faible et forte) et les constituants élémentaires de la matière. L'interaction forte, qui agit au niveau le plus élémentaire entre les quarks, retiendra particulièrement notre attention ; elle est en fait au cœur des motivations de ce travail de thèse. Nous exposerons les propriétés fondamentales singulières de cette interaction, du confinement à la liberté asymptotique. En outre, nous verrons que l'interaction forte peut organiser la matière en un état où les quarks sont déconfinés : le plasma de quarks et de gluons (QCP). Cet état sera discuté à base de concepts théoriques.

Dans le second temps de ce chapitre (I.B) nous effectuerons un tour d'horizon des méthodes expérimentales permettant l'étude du QGP en laboratoire, à l'aide de collisions d'ions lourds ultra-relativistes. En premier lieu, nous présenterons le scénario de l'évolution temporelle d'une collision de noyaux atomiques de haute énergie. Nous aborderons notamment la notion de *centralité*, essentielle à la compréhension des collisions noyau–noyau. Le décor planté, nous présenterons trois mesures typiques profitables à la caractérisation de la matière déconfinée.

I.A Interaction forte

I.A-1 Modèle standard de la physique des particules

Le *modèle standard*, bien plus qu'un simple modèle, regroupe l'ensemble du savoir théorique, expérimentalement corroboré, dans une théorie de référence qui détaille les différentes particules élémentaires et leurs interactions fondamentales (non-gravitationnelles). Formellement, le modèle standard de la physique des particules repose sur deux piliers de la physique ayant connus leur avènement au cours du XXe siècle : la théorie quantique et la théorie de la relativité restreinte. Le cadre mathématique le plus approprié pour mêler ces dernières est la théorie quantique des champs. Une grande importance est donnée aux symétries (elles sont en fait le point de départ) en particulier aux invariances locales de jauge, donnant naissance aux interactions entre particules. Le modèle standard est basé sur le groupe de symétrie $\mathrm{SU}(3) \otimes \mathrm{SU}(2) \otimes \mathrm{U}(1)$. Le groupe $\mathrm{SU}(3)$, de symétrie de couleur, permet de fonder la théorie de l'interaction forte ; le groupe de symétrie locale $\mathrm{SU}(2) \otimes \mathrm{U}(1)$ permet de décrire la théorie de l'interaction électrofaible dans laquelle les interactions électromagnétique et faible sont unifiées.

Dans le cadre du modèle standard, la matière se réduit à ses composants les plus élémentaires qui se distinguent de par leurs propriétés fondamentales comme la masse, la charge électrique, le spin ou encore les nombres baryonique, leptonique ou l'hypercharge. Les particules élémentaires sont classées suivant la valeur de leur spin dans deux grandes catégories (figure I.1) : les fermions de spin demi-entier, et les bosons de spin entier (0 ou 1).

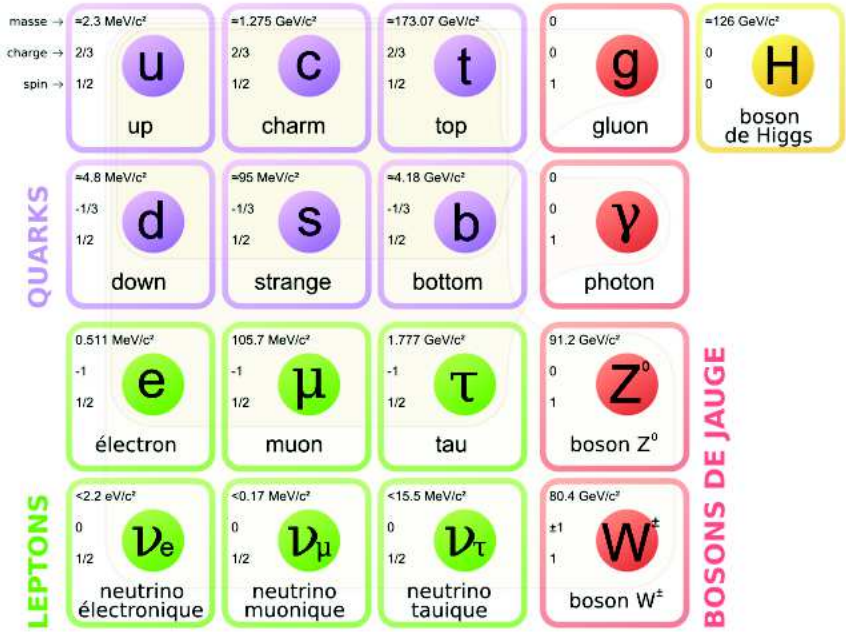

FIGURE I.1 – Famille des particules élémentaires du modèle standard de la physique des particules [4].

Actuellement, le modèle standard dénombre 12 fermions élémentaires. À ceux-là s'ajoutent leurs antiparticules respectives, aux nombres quantiques identiques, mais de charge électrique opposée et, le cas échéant, de charge de couleur complémentaire. Les fermions sont rangés dans deux familles :

Les quarks, au nombre de six : *up* (u), *down* (d), *étrange* (s), *charmé* (c), *beau* (b) et *top* (t). Ils possèdent une charge électrique, un isospin faible et une charge de couleur leur permettant d'interagir par interactions forte, faible et électromagnétique.

Les leptons, n'ayant pas de charge de couleur. Dans cette famille se trouvent l'*électron* (e^-), le *muon* (μ^-) et le *tau* (τ^-) possédant une charge électrique et un isospin faible et pouvant donc interagir via les interactions faible et électromagnétique. Il existe également trois saveurs de neutrinos (électronique ν_e, muonique ν_μ et tauique ν_τ), de charge électrique nulle, et n'interagissant que faiblement.

Les bosons sont les particules médiatrices des interactions fondamentales entre fermions. On rencontre les bosons dits « de jauge » de spin 1 (vecteur), et le boson dit « scalaire » de spin 0. Parmi les bosons de jauge, le photon γ (sans masse) est le

médiateur de l'interaction électromagnétique, les bosons Z^0 et $W^\pm$ (massifs) sont ceux de l'interaction faible et les huit gluons g (de masse nulle) sont les médiateurs de l'interaction forte. Le boson de Higgs, seul boson scalaire du modèle standard, est responsable de la masse des fermions élémentaires et des bosons Z^0 et $W^\pm$. La gravitation, décrite par la théorie de la relativité générale, ne fait pas partie du modèle standard.

I.A-2 Chromodynamique quantique

La théorie décrivant l'interaction entre particules de couleur, les partons (quarks et gluons), est la chromodynamique quantique (*quantum chromodynamics*, QCD). Celle-ci a été formalisée en 1973 par David Politzer, Franck Wilczek et David Gross après plus d'une décennie de tâtonnements pour l'élaboration d'un modèle de quarks, expliquant l'abondance des particules découvertes dès les années 50 (dont le précurseur Murray Gell-Mann obtiendra un prix Nobel en 1969). Nous donnons ici un bref aperçu de la chromodynamique quantique, soulignant ses caractéristiques principales :

- Tout comme la charge électrique est la charge conservée de l'électrodynamique quantique (théorie décrivant les interactions entre la matière et la lumière), la charge de couleur est la charge fondamentale, conservée, de l'interaction forte. Il existe trois charges de couleur — rouge (r), vert (g), bleu (b) — et trois charges d'anti-couleur — anti-rouge ($\bar{r}$), anti-vert ($\bar{g}$), anti-bleu ($\bar{b}$).
- Les quarks ne sont porteurs que d'une seule couleur, les antiquarks d'une unique anti-couleur. Ils peuvent toutefois changer de couleur par échange de gluons.
- Les gluons portent une charge de couleur et une anti-charge de couleur. C'est en fait l'une des caractéristiques singulières de la chromodynamique quantique, qui la démarque notamment de la théorie de l'électromagnétisme dans laquelle le boson médiateur (le photon) ne possède pas de charge. Cette particularité permet entre autres un auto-couplage des gluons.

I.A-2.i Confinement et liberté asymptotique

L'auto-interaction des bosons médiateurs de l'interaction forte est responsable de l'évolution de sa « constante » de couplage (α_s) avec le carré de l'impulsion transférée (Q^2). Cette spécificité découverte analytiquement en 1973 par Gross, Wilczek [5] et Politzer [6] leur vaudra le prix Nobel de physique de 2004. Si la théorie QCD ne prédit pas la valeur de α_s pour une échelle d'énergie donnée, sa dépendance en énergie, elle, peut être calculée très précisément. Ainsi, si l'amplitude de la constante de couplage est connue (mesurée) à une échelle d'énergie μ^2 donnée, sa valeur peut être calculée à une autre échelle d'énergie Q^2. Au premier ordre, l'évolution de la constante de couplage est approximée par :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) \cdot \beta_0 \cdot \ln(Q^2/\mu^2)} \quad \text{avec} \quad \beta_0 = \frac{11N_c - 2n_f}{12\pi} \tag{I.1}$$

où N_c est le nombre de couleurs et n_f le nombre de saveurs de quarks actifs à l'échelle d'énergie Q^2 considérée.

Les calculs de l'évolution de la constante de couplage de l'interaction forte prédisent une décroissance rapide de α_s avec l'impulsion transférée Q^2 (figure I.2). Pour une échelle d'énergie correspondant à la masse du tau ($M_\tau = 1{,}77$ GeV/c^2) les calculs évaluent la constante de couplage égale à 0,325, alors qu'à la masse du boson Z^0 ($M_Z = 91{,}2$ GeV/c^2) la constante de couplage ne vaut plus que $\alpha_s \simeq 0{,}118$ [7]. En comparaison, la constante de couplage de l'interaction électromagnétique, α_{QED}, ne varie que très modérément avec le quadrimoment transféré. Elle augmente de 1/137 pour une échelle d'énergie de l'ordre de 1 MeV/c^2, à 1/129 autour de la masse du boson Z^0. D'un point de vue pratique, les développements perturbatifs en α_s seront possibles pour de grands transferts d'impulsion, où la constante de couplage est faible. Ce régime perturbatif permet d'étudier analytiquement les équations QCD, et d'en extraire des prédictions de bonne précision. Dans le domaine des basses impulsions transférées, en revanche, lorsque la valeur de la constante de couplage devient grande par rapport à 1, on quitte le régime perturbatif et de nouvelles stratégies de calcul doivent être mises en place. Les calculs QCD sur réseau (*lattice QCD*) est l'une des méthodes alternatives au développement perturbatif en α_s.

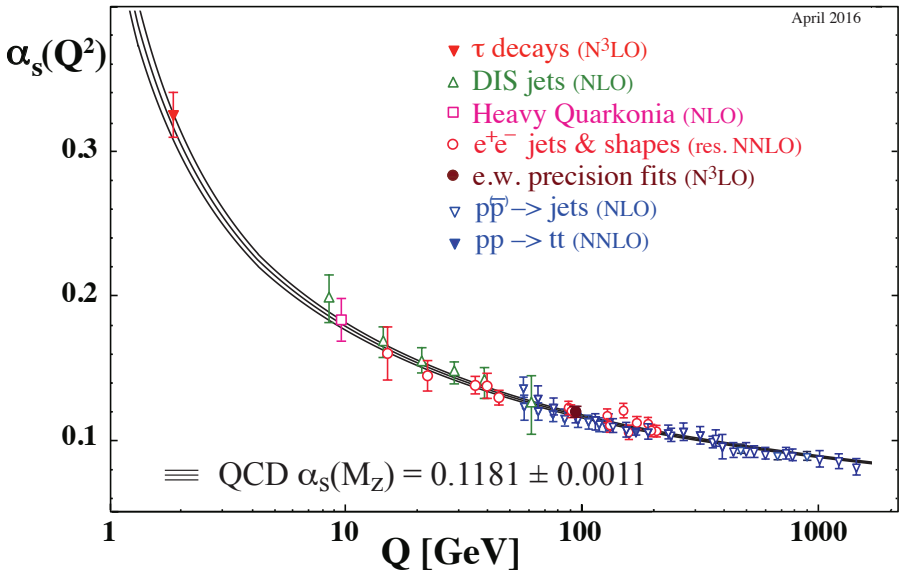

FIGURE I.2 – Calcul de l'évolution de la constante de couplage de l'interaction forte α_s avec l'énergie transférée. L'ordre du développement perturbatif utilisé pour le calcul est indiqué entre parenthèses. La valeur de la constante de couplage calculée à la masse du boson Z^0 correspond à une moyenne mondiale [8].

Une conséquence d'une telle évolution de la constante de couplage est que le potentiel d'interaction entre des particules de couleur séparées d'une distance r peut être décrit, de manière phénoménologique, par :

$$V_{\mathrm{QCD}}(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s(r)\hbar c}{r} + \kappa \cdot r \tag{I.2}$$

avec $\kappa \sim 0{,}85$ GeV fm^{-1} est une constante [7]. Ce potentiel d'interaction est schématisé figure I.3. Le premier terme, comparable au potentiel coulombien d'interaction entre des particules chargées électriquement, domine aux petites distances ou, de façon équivalente, aux grands transferts d'énergie. En-dessous de 0,1 fm, le couplage entre les quarks s'atténue de sorte qu'ils se retrouvent quasi-libres. En ce sens, on parle de *liberté asymptotique*. Le second terme gouverne à grande distance (faible transfert d'énergie) et le potentiel d'interaction des quarks augmente linéairement avec la distance. Il faudrait donc une énergie infinie pour séparer par exemple une paire quark–antiquark $q_1\bar{q}_2$. En fait, lorsque deux quarks tendent à être séparés, et que le potentiel d'interaction dépasse une énergie seuil, il devient énergétiquement favorable de créer une nouvelle paire quark–antiquark $q_3\bar{q}_4$. Si q_1 et $\bar{q}_2$ peuvent alors être effectivement séparés, il ne sont pas pour autant isolés mais liés aux quarks nouvellement créés : $q_1\bar{q}_4$ et $q_3\bar{q}_2$.

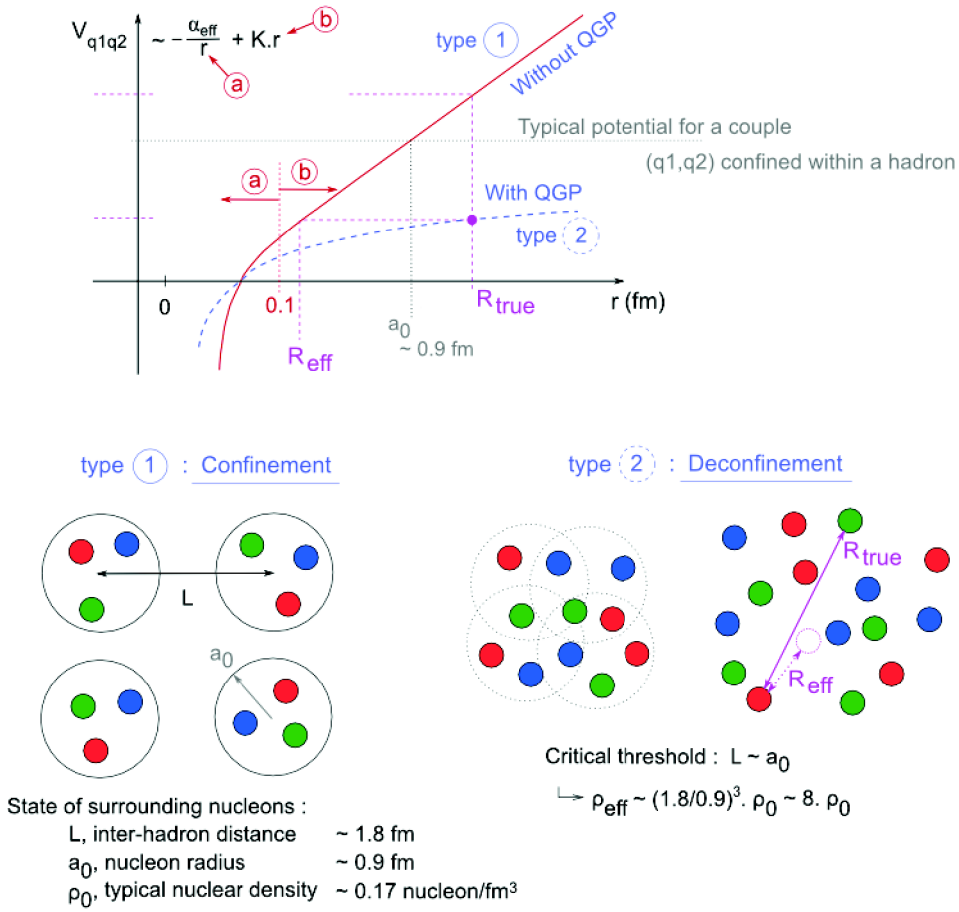

FIGURE I.3 – Potentiel d'interaction quark–antiquark en fonction de la distance r qui les sépare, dans le cas confiné et déconfiné.

Dès lors, on comprend qu'il ne peut y avoir de quarks libres, mais que ces derniers sont nécessairement appariés, *confinés* dans des entités nommés hadrons. Le confinement des particules élémentaires portant une charge de couleur est l'une des hypothèses de la chromodynamique quantique. S'il n'existe pas de démonstration

analytique du phénomène de confinement, le fait est qu'aucune particule colorée libre n'a jamais été observée. Par conséquent, les hadrons doivent être « neutres » de couleur. Deux types de hadrons se rencontrent communément dans la nature :

Les baryons : constitués de trois quarks portant chacun l'une des trois couleurs possibles (rgb). Les anti-baryons sont composés de trois anti-quarks regroupant les trois anti-couleurs ($\bar{r}\bar{g}\bar{b}$). Le proton (uud) et le neutron (udd) sont les baryons les plus courants.

Les mésons : construit par une paire de quark–antiquark ($q_1\bar{q}_2$) dont l'un porte l'anti-couleur de l'autre. Le pion π^+ ($\mathrm{u\bar{d}}$) et son antiparticule π^- ($\mathrm{\bar{u}d}$) sont deux mésons instables créés dans la nature.

De façon très anecdotique, il est possible de former des pentaquarks, composés de quatre quarks et d'un antiquark, comme le suggère la mesure des hadrons $\mathrm{P_c^+}(4380)$ et $\mathrm{P_c^+}(4450)$ ($\mathrm{c\bar{c}uud}$) par l'expérience LHCb [9]. Les tétraquarks existent également, bien qu'extrêmement rares, composés d'une paire de quark–antiquark légers et d'une paire quark–antiquark lourds, telles que l'ont montré les expériences Belle [10] et LHCb [11] avec la mise en évidence du $\mathrm{Z^-}(4430)$ ($\mathrm{c\bar{c}u\bar{u}}$). En tenant compte des diverses résonances, plus d'une deux centaines de hadrons ont été répertoriés [8].

La masse des hadrons ne correspond pas à une simple somme des masses « nues » des quarks, données par l'interaction des quarks avec le champ de Higgs, mais est bien supérieure. C'est une conséquence directe du confinement : au sein des hadrons, les quarks revêtent une masse dynamique du fait de la nature particulière du vide (état de plus basse énergie). Dans la théorie quantique des champs, l'état de plus basse énergie n'est pas vide — dénué d'interactions — mais rempli de fluctuations. Un quark seul n'est effectivement pas une entité isolée mais s'habille d'un nuage polarisé de gluons (virtuels) pouvant fluctuer en paires de quark–antiquark amenées à s'annihiler après un bref instant. Ainsi, près de 98% de la masse du proton provient de la composante dynamique de la masse des quarks [1]. Ce caractère singulier de la masse des quarks constituants se fonde en fait sur une symétrie fondamentale du lagrangien QCD : la symétrie *chirale*, brisée spontanément aux niveaux d'énergie usuels [12].

Les quarks portant des charges électriques fractionnaires ($\pm 2/3$ ou $\pm 1/3$), les hadrons possèdent nécessairement une charge électrique entière. On note ainsi que le confinement permet de rester en accord avec les conclusions de l'expérience de Robert A. Millikan qui affirme que les charges électriques libres ne peuvent être que des multiples entiers de la charge électrique élémentaire (c'est-à-dire qu'il n'existe pas de particule libre de charge électrique fractionnaire).

I.A-2.ii Vers un état de quarks déconfinés

La physique de la matière nous a appris l'existence du plasma électromagnétique, dans lequel les électrons ne sont plus liés à leur atome d'origine. Ces électrons

1. Remarquons que si le champ de Higgs est à l'origine de la masse nue des particules élémentaires, l'interaction forte est à la source de l'essentiel de la masse de la matière hadronique.

sont délocalisés mais non complètement isolés ni donc libres. De la même manière, on peut concevoir un plasma de quarks et de gluons où les quarks et les gluons seraient déconfinés de leur hadron initial sans être pour autant libres. Illustrons ce concept dans un premier temps de façon schématique (figure I.3).

Dans les conditions ordinaires de température et de pression, la matière nucléaire possède une densité typique ρ_0 de 0,17 nucléons/fm^3. Avec un rayon caractéristique a_0 de 0,9 fm, et une distance inter-nucléons, les nucléons sont séparés en moyenne d'une distance L de 1,8 fm : ils sont parfaitement dissociables les uns des autres. Le potentiel d'interaction entre quarks d'un même nucléon est régit par la relation I.2. Supposons maintenant que l'on puisse compresser la matière nucléaire, jusqu'à atteindre une densité environ 8 fois supérieure à la densité ordinaire ρ_0, lorsque la distance inter-hadrons correspond au rayon caractéristique des nucléons $\mathrm{L} \sim a_0$. Désormais, les nucléons se superposent et les quarks sont libres de se mélanger. Par un effet d'écrantage provoqué par la présence des quarks environnants s'immisçant entre les quarks d'un même hadron initial, le potentiel d'interaction entre deux quarks du système est modifié. Les quarks ne sont plus assignés à un unique hadron mais se meuvent dans un volume plus large ; en ce sens ils sont déconfinés et perdent la mémoire de leur hadron d'origine.

Le scénario décrit naïvement ci-dessus permet d'appréhender la notion de plasma de quarks et de gluons (*Quark-Gluon Plasma*, QGP). L'idée de l'existence d'une densité (ou température) limite de la matière hadronique, capable d'expliquer l'augmentation exponentielle du nombre de résonances observées avec l'énergie, date de la fin des années 1960 [13], avant même l'établissement de la théorie de l'interaction forte [2]. La température limite de la matière hadronique sera assimilée, dans la théorie QCD, à une température critique de transition de phase, révélatrice du passage d'un état aux degrés de liberté hadroniques à un état aux degrés de liberté partoniques [14, 15].

I.A-2.iii Diagramme de phase de la matière nucléaire

Depuis les années 1960–1970 et les premières hypothèses sur l'existence d'une température critique, un diagramme des phases de la matière nucléaire a été établi, essentiellement suivant des considérations thermodynamiques et grâce aux calculs sur réseau de QCD. Celui-ci est représenté en fonction de la température T et du potentiel chimique baryonique μ_{B}, défini comme l'énergie à fournir au système pour augmenter le nombre baryonique d'une unité ($\partial E/\partial N_{\mathrm{B}}$). La figure I.4 schématise l'état des connaissances actuelles, sur un diagramme de la température en fonction de la densité nette baryonique [3]. Cette dernière quantité, plus facile à appréhender, est proportionnelle au potentiel chimique baryonique.

Il existe deux manières pour amener un système hadronique à l'état de quarks

2. Dans ce modèle statistique, la température limite de la matière hadronique s'élève à 158 MeV (10^{12} K), ce qui est très proche de la température critique de déconfinement évaluée aujourd'hui à partir de la théorie QCD (calcul sur réseau).

3. La densité nette baryonique est définie comme la différence du nombre de baryons N_{B} et d'anti-baryons $N_{\overline{\mathrm{B}}}$ par unité de volume : $\rho_{\mathrm{B}} = (N_{\mathrm{B}} - N_{\overline{\mathrm{B}}})/V$.

déconfinés : par augmentation de sa densité de matière (déjà abordée dans la sous-section I.A-2.ii), ou par augmentation de sa température. Le premier cas pourrait correspondre au chemin suivie par certaines classes d'étoiles à neutrons, particulièrement compactes, dont le cœur pourrait être dans un état de plasma de quarks et de gluons [16]. Les températures suffisamment élevées à $\mu_{\mathrm{B}} = 0$ auraient été atteintes dans l'Univers primordial, jusqu'à quelques micro-secondes après le Big Bang, entre la brisure électrofaible et l'hadronisation des quarks.

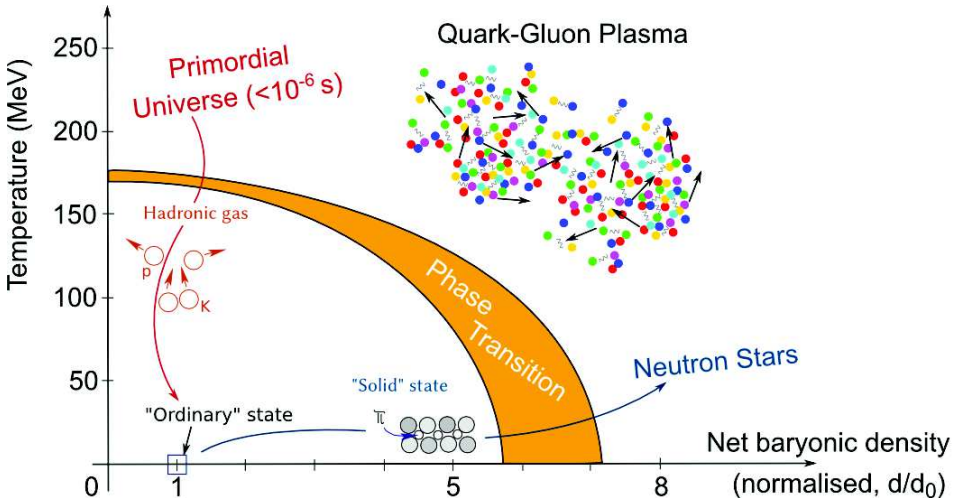

FIGURE I.4 – Diagramme de phase de la matière nucléaire.

La transition du confinement au déconfinement des partons survenant à $\mu_{\mathrm{B}} \simeq 0$ est examinée, à travers l'équation d'état d'un système de partons en interaction forte, par des calculs de QCD sur réseau. Pour ces calculs, l'espace-temps est discrétisé et les partons ne peuvent se trouver qu'aux nœuds du maillage. Ainsi, des quantités telles que la pression (P), la densité d'énergie (ϵ), la densité d'interaction ($I = \epsilon - 3P$) et l'entropie ($s = (\epsilon + P)/T$) peuvent être calculées en fonction de la température T. Entre autres, la brusque augmentation de la densité d'énergie (ϵ/T^4) avec la température (figure I.5 gauche) simultanément à la présence d'un point d'inflexion dans la distribution de la densité d'interaction (I/T^4, figure I.5 droite), dans la région de 145–185 MeV, est attribuée à une transition douce [17], Cette dernière, aussi appelée transition *crossover*, indique l'absence de discontinuité des paramètres d'ordre au passage de la température critique (T_{C}), et exprime l'accroissement des degrés de liberté du système. Les deux principales collaborations spécialisées dans ce type de calcul sur réseau, Wuppertal-Budapest [1] et HotQCD [2], ont récemment réévalué la température de transition à $\mu_{\mathrm{B}} \simeq 0$:

$$T_{\mathrm{C}}^{\mathrm{W\text{-}B}} = 154 \pm 4 \pm 3 \text{ MeV}$$
$$T_{\mathrm{C}}^{\mathrm{HotQCD}} = 154 \pm 9 \text{ MeV}$$

La densité d'énergie correspondante est de 0,7 GeV/fm^3.

Ajoutons ici quelques remarques sur la transition du système de particules de couleur. Bien que l'on puisse distinguer une phase confinée, à basse température,

et une phase déconfinée, à haute température, il n'y a pas de transition de phase à proprement parler dans la région des basses valeurs de potentiel chimique baryonique. La transition douce ne se situe en fait pas en point exact $T = T_{\mathrm{C}}$ du diagramme mais plutôt dans une région localisée aux alentours de T_{C}. En revanche, une transition de phase du premier ordre, mettant en évidence une discontinuité de la dérivée première de l'énergie libre, est supposée prendre place dans le domaine des hautes valeurs de μ_{B}. Un point critique séparant les transitions douces des transitions de phases, vraisemblablement présent dans la région des valeurs intermédiaires de potentiel chimique baryonique et température, est conjecturé.

Il est intéressant d'observer que même à très haute température, bien au-dessus de la température critique de transition, la densité d'énergie et l'entropie n'atteignent pas les limites de Stefan-Boltzmann attendues pour un système de trois quarks (u, d et s) et de gluons (figure I.5 gauche). Ces dernières correspondent aux cas limites d'un gaz de partons (3 quarks + gluons) relativistes non-interagissants. Ainsi, le niveau d'interaction des partons dans le plasma de quarks et de gluons reste élevé. On observe d'ailleurs que la densité d'interaction ne s'annule pas, même à haute température (figure I.5 droite). Si l'amplitude des interactions entre partons est diminuée dans la phase déconfinée par rapport à la phase confinée (I.A-2.ii), la quantité d'interaction reste elle toujours élevée.

Finalement, le déconfinement des partons révèle des phénomènes collectifs émergents initialement imprévisibles depuis les équations de la chromodynamique quantique. De par ces aspects non-perturbatifs, l'examen du plasma de quarks et de gluons met ainsi à l'épreuve les calculs de QCD. L'étude de l'interaction forte dans un système à N corps fait l'originalité de la discipline dans le monde de la physique des particules élémentaires, d'approche traditionnellement réductionniste.

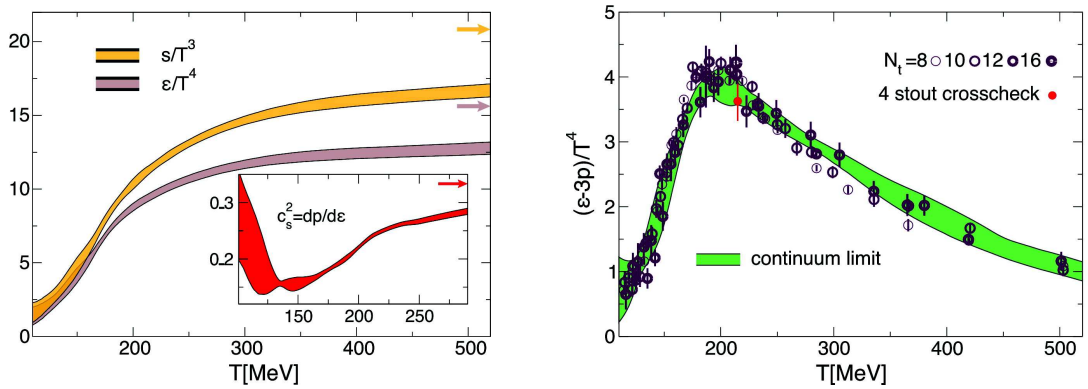

FIGURE I.5 – Densité d'énergie ϵ, entropie s (gauche) et densité d'interaction (droite) en fonction de la température du système, calculées pour un potentiel chimique baryonique nul par la collaboration Wuppertal-Budapest pour différentes extensions temporelles N_t du réseau [1]. Les flèches indiquent les cas limites pour un gaz idéal de partons (Stefan-Boltzmann).

I.B Étude expérimentale du QGP

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont une voie privilégiée pour l'étude en laboratoire du plasma de quarks et de gluons. Les premières mises en évidence de cet état de la matière ont été réalisées par les européens du CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, III.A) et les américains du BNL (*Brookhaven National Laboratory*). Historiquement, les premières indications expérimentales suggérant la formation d'un plasma de quarks et de gluons apparaissent en 1999, auprès de l'accélérateur *Super Proton Synchrotron* (situé au CERN), dans des collisions de noyaux de plomb et d'or [18]. Confirmées en 2005 au *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) par quatre expériences indépendantes [19–22], il est en outre mentionné les similitudes de comportement du QGP avec celui d'un liquide parfait. Les recherches se poursuivent actuellement au RHIC et au LHC (*Large Hadron Collider*, III.A-1), à des énergies beaucoup plus élevées, et sont désormais tournées vers la caractérisation des propriétés de ce système thermodynamique de grande densité d'énergie et haute température.

En laboratoire, la durée de vie du plasma de quarks et de gluons est limitée à environ 10^{-23} seconde, ce qui oblige à recourir à des mesures indirectes. Pour appréhender l'étude expérimentale du QGP, il nous faudra d'abord comprendre l'évolution d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes (I.B-1). De là, les observables majeures, historiques, pourront être présentées (I.B-3).

I.B-1 Scénario d'une collision d'ions lourds

Une description de l'évolution temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes a été proposée par James D. Bjorken en janvier 1983 [23]. Ce dernier a posé les fondations du scénario d'une collision de noyaux atomiques de haute énergie, aujourd'hui largement complété. Les étapes successives d'une telle collision, rassemblées encore aujourd'hui sous le nom de « scénario de Bjorken », vont être décrites dans ce qui suit. Nous nous appuyons sur une simulation de collisions de noyaux d'or (Au–Au) ultra-relativistes (Fig. I.6) et de représentations schématiques du scénario de Bjorken (Fig. I.7). L'unité de temps est le fm/c correspondant approximativement à 10^{-23} seconde.

Dans un collisionneur hadronique, les noyaux lourds accélérés à des vitesses relativistes ont l'aspect d'un disque dans le référentiel du laboratoire, en raison du facteur de Lorentz γ contractant les longueurs longitudinalement (Fig. I.6-a). Aux énergies du LHC, où chaque noyau de plomb est accéléré jusqu'à une énergie de 2,51 TeV, le facteur γ est de l'ordre de 3 000. De par leur nature composite, les noyaux s'interpénètrent autorisant les interactions multiples entre partons des différents nucléons. Chaque parton ne transporte qu'une fraction x de l'impulsion longitudinale des nucléons auxquels ils appartiennent. L'instant du contact est considéré comme le temps $t = 0$ fm/c. Les processus durs, aux fortes impulsions transférées ($Q \geq 10$ GeV), prennent place à ce moment là ($t = 1/Q$).

Le système entre alors dans une phase de pré-équilibre thermodynamique

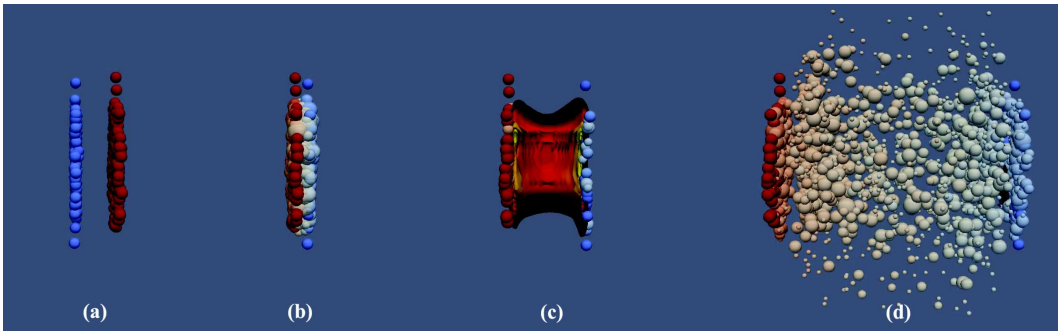

FIGURE I.6 – Simulation de l'évolution temporelle d'une collision d'ions lourds (Au–Au) ultra-relativistes, par la collaboration MADAI (http://madai.msu.edu). Les étapes a, b, c et d sont rangées par ordre chronologique.

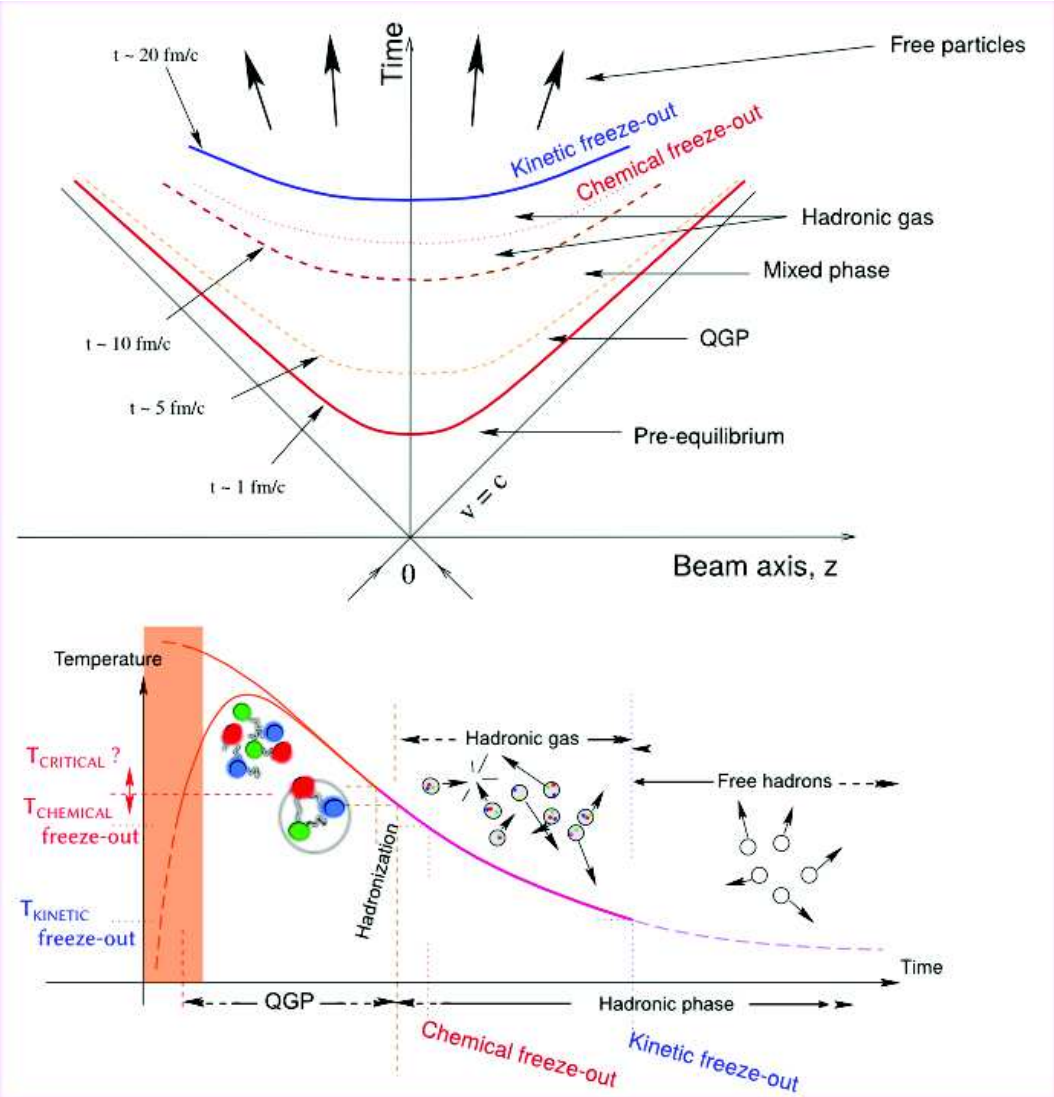

FIGURE I.7 – Vue temps–espace (haut) et température–temps (bas) du scénario de Bjorken.

(Fig. I.6-*b*), au cours de laquelle des quarks et des gluons sont créés à partir du vide, et qui peut subsister de 0,1 à 0,5 fm/*c*. Ces partons représentent l'essentiel de la population de particules de couleur du système. Ils interagissent entre eux mais ne forment pas encore un système thermalisé. Dans ce type de système, hors équilibre, la notion de température est donc à manier avec précaution. Du fait de l'entraînement longitudinal initial, superposés à un comportement radial explosif, le système entame une expansion cylindrique qui ne cessera de croître.

À partir de là, parmi les particules générées il faut distinguer les particules de couleur d'une part des particules sans charge de couleur d'autre part, typiquement les leptons et les bosons électrofaibles. Cette dernière catégorie de particules s'échappera de l'environnement de la collision sans interagir. En effet, le temps nécessaire à l'établissement des interactions faibles (10^{-12}–10^{-9} s) et électromagnétique (10^{-21}–10^{-19} s) est trop faible comparé à la durée de la collision d'ions lourds (quelques 10^{-23} s). Seule l'interaction forte peut s'établir entre les particules de couleur sur une échelle de temps suffisamment courte (10^{-24} s).

Si la densité d'énergie disponible permet au système de dépasser une température critique d'environ 154 MeV ($\simeq 10^{12}$ K), une transition — vraisemblablement un *crossover* — vers le plasma de quarks et de gluons a lieu. Cette étape signe l'établissement d'un système de N quarks déconfinés en équilibre thermodynamique dans un volume supérieur à celui d'un hadron (Fig. I.6-*c*). Dans les collisions plomb–plomb du LHC à l'énergie dans le centre de masse par paire de nucléons $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV, la densité d'énergie peut atteindre 12–14 GeV/fm^3 (évaluée au temps $t = 1$ fm/*c* par les expériences ALICE [24] et CMS [25]). La température moyenne, intégrée sur le temps, atteint alors quelque 300 MeV [26] pendant un temps proche de 7–10 fm/*c*. À cet instant, le volume couvre entre 4 500 et 6 000 fm^3 [27] (suivant les modèles utilisés pour l'estimer).

Avec une énergie constante pour un volume en inexorable augmentation, le système se refroidit jusqu'à descendre sous la température critique. Une seconde transition douce, inverse, s'opère. Les partons jusqu'alors déconfinés hadronisent en un gaz de hadrons de composition chimique encore variable. En effet, des collisions inélastiques peuvent encore se produire jusqu'à parvenir à une température caractéristique, dite de « gel chimique », où la composition en hadrons est définitivement fixée. Cette étape typiquement prend place vers 10 fm/*c*. Finalement, le système atteint le gel cinétique (Fig. I.6-*d*) quand les hadrons peuvent se propager librement (fin des collisions élastiques) et que leur impulsion est fixée. Environ 20 fm/*c* se sont écoulées depuis le début de la collision.

Ces 20 fm/*c* ($\sim 10^{-22}$ s) marquant la fin de la collision d'ion lourds sont à mettre en regard des détecteurs et électroniques de lecture les plus rapides, dont les temps d'acquisition sont supérieurs à 10^{-12} s. Ainsi, près de 10 ordres de grandeurs séparent l'instant de création de l'objet d'étude, le plasma de quarks et de gluons, du temps de la détection des hadrons subséquemment formés. Les expérimentateurs sont condamnés à n'observer que les restes (les traces, dans les deux sens du terme) de la phase déconfinée, et de la phase hadronique. Heureusement,

usant d'ingéniosité, il est possible d'inférer indirectement les propriétés du plasma de quarks et de gluons de par l'analyse des particules produites.

I.B-2 Géométrie d'une collision

Comme les noyaux ne sont pas des objets ponctuels mais étendus, la géométrie de la collision, en particulier la surface de recouvrement des noyaux, revêt un rôle important dans l'étude des collisions d'ions lourds. Dans le référentiel du centre de masse de la collision, les deux noyaux ultra-relativistes peuvent être vus comme des disques fins, contractés dans leur direction de propagation, de rayon transverse $R_{\mathrm{A}} \simeq r_0 \mathrm{A}^{1/3}$ fm, où r_0 ($\simeq$ 1,2–1,4 fm) représente le rayon d'un nucléon et A le nombre atomique d'un noyau. Ainsi, pour qu'il y ait collision, la distance maximale pouvant séparer les centres de deux noyaux identiques est de $2R_{\mathrm{A}}$ (soit environ 15 fm pour des collisions entre noyaux de ^{208}Pb). Trois quantités sont communément utilisées pour caractériser la géométrie d'une collision :

- **Le paramètre d'impact *b*.** Il représente la distance séparant les centres des deux noyaux. La *centralité* d'une collision, donnée en pourcentage, est définie à partir du paramètre d'impact par $b/(R_{\mathrm{A1}} + R_{\mathrm{A2}})$. Les collisions les plus frontales, avec une superposition parfaite des centres des noyaux ($b = 0$), sont alors de centralité 0% ; les collisions les plus périphériques, où les noyaux se frôlent (larges valeurs de b), sont de centralité 100%.
- **Le nombre de nucléons participants N_{part}.** Il constitue le nombre de protons et de neutrons impliqués dans *au moins* une collision inélastique.
- **Le nombre de collision binaire inélastique nucléon–nucléon N_{coll}.** Dans les collisions proton–proton, $N_{\mathrm{part}} = 2$ et $N_{\mathrm{coll}} = 1$. Pour ce qui est des collisions noyau–noyau, il existe une relation non-linéaire entre N_{part} et N_{coll} telle que $N_{\mathrm{part}} < N_{\mathrm{coll}}$ (un même nucléon peut subir plusieurs interactions inélastiques).

Théoriquement, les quantités N_{part} et N_{coll} sont estimées pour un paramètre d'impact b fixé par le modèle probabiliste dit « de Glauber » [28]. Ce dernier prend en compte la distribution spatiale des nucléons, modélisée par un potentiel de Woods-Saxon modifié, et la section efficace d'interaction inélastique des noyaux. N_{part} et N_{coll} peuvent être déterminés de manière numérique, par une approche Monte Carlo, ou bien de façon analytique, moyennant l'hypothèse d'une densité constante de nucléons dans les noyaux (*optical limit*). Expérimentalement, la centralité des collisions est généralement évaluée par la multiplicité en particules. Il existe en effet une relation monotone entre le paramètre d'impact b et la multiplicité d'un événement. Ainsi, dans ALICE, les classes de centralité sont définies en termes d'intervalles de multiplicité mesurée [29].

Contrairement aux collisions noyau–noyau, le nombre de participant N_{part} dans les collisions proton–noyau n'est que faiblement corrélé à la centralité de la collision. Effectivement, dans ce type de collisions, les fluctuations du nombre de nucléons interagissant peuvent être importantes pour un paramètre d'impact donné. Ainsi, les fluctuations de la multiplicité en particules générées peuvent être du

même ordre de grandeur que les multiplicités mesurées. L'estimateur de la multiplicité en particules peut potentiellement biaiser l'estimation de la centralité. Une étude des différentes méthodes d'évaluation de la centralité (fortement et faiblement biaisées) dans les collisions proton–plomb a été détaillée avec le détecteur ALICE [30].

I.B-3 Principales signatures expérimentales

Nous allons passer en revue quelques mesures caractéristiques identifiées comme des signatures de la formation d'un plasma de quarks et de gluons dans les collisions d'ions lourds. Parmi le foisonnement des observables disponibles, nous avons choisi d'en montrer des historiques, ayant notamment appuyées l'annonce des premières caractérisations du QGP par les expériences du RHIC [19–22] :

- l'abondance des hadrons produits dans les collisions (I.B-3.i) ;
- les corrélations entre hadrons, signes d'un écoulement collectif (I.B-3.ii) ;
- l'atténuation des jets de particules (I.B-3.iii).

Il existe de nombreux autres types de mesures et l'objectif n'est pas ici de les récapituler tous. Une compilation détaillée des mesures de la production des hadrons légers au LHC est donnée dans [31], notamment le renforcement des hadrons étranges. En ce qui concerne la physique sous-tendue par les quarks charmés, qui nous intéresse en premier lieu dans ce document, un chapitre lui sera consacré (Chap. II).

I.B-3.i Abondance des hadrons

La mesure de l'abondance des hadrons, leur taux de production dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, est conceptuellement la plus simple. En principe, il s'agit de répertorier l'ensemble des hadrons produits dans la phase hadronique de la collision, dont la nature a été définitivement figée lors du gel chimique. L'état du système à cette étape est encodé dans les taux de particules finalement mesurés à partir desquels il est possible d'extraire des quantités thermodynamiques.

Au moment du gel chimique, le système est supposé en équilibre thermique et chimique qu'il est possible de décrire par une approche thermodynamique, statistique. Le formalisme grand canonique permet de caractériser le système de volume V_{ch} fini, de température T_{ch} et aux différents potentiels chimiques $\vec{\mu} \equiv (\mu_{\mathrm{B}}, \mu_{\mathrm{Q}}, \mu_{\mathrm{S}},,,)$ (baryoniques, charge électrique, étrangeté...). Les hadrons émis de manière thermique depuis ce volume sont présumés ne pas interagir ; dans cette approche le gel cinétique coïncide donc avec le gel chimique (section 3.2 de [31]).

Les modèles thermiques statistiques (*Statistical Hadronisation Model*), effectifs, estiment la densité primordiale d'une espèce i de hadron de masse m_i comme :

$$\frac{N_i}{V_{\mathrm{ch}}} = \frac{g_i T_{\mathrm{ch}}}{2\pi^2} \times \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(\mp 1)^{k+1}}{k} \times m_i^2 \times \left[\exp\left(\frac{(\vec{\mu}\cdot\vec{\nu})_i}{T_{\mathrm{ch}}}\right)\right]^k \times \mathrm{K}_2\left(\frac{k m_i}{T_{\mathrm{ch}}}\right) \tag{I.3}$$

avec :

- g_i la dégénérescence de spin-isospin de l'espèce i de hadron ;
- $\vec{\nu}$ les nombres quantiques associés au hadron i. Ici les nombres baryoniques, de charge électrique et d'étrangeté sont considérés :
  $(\vec{\mu} \cdot \vec{\nu})_i = \mu_{\mathrm{B}} B_i + \mu_{\mathrm{Q}} Q_i + \mu_{\mathrm{S}} S_i$;
- $\mathrm{K}_2(x)$ la fonction de Bessel modifiée de second type.

Les densités par espèce de hadrons peuvent être évaluées numériquement ou analytiquement, dans certaines conditions où des approximations peuvent être légitimées. Notons qu'une large fraction des hadrons produits sont des résonances se désintégrant en hadrons de masse inférieure. En conséquence, des corrections supplémentaires viennent tenir compte des décroissances hadroniques. De plus, des paramètres ad-hoc peuvent éventuellement s'ajouter à la description du système pour exprimer la production d'une saveur (légère, étrange, ou charmée) hors équilibre. En dernier ressort, parmi les cinq paramètres libres de l'équation I.3, T_{ch}, V_{ch}, μ_{B}, μ_{Q} et μ_{S}, trois peuvent être fixés par la connaissance des conditions initiales, c'est généralement le cas des potentiels chimiques.

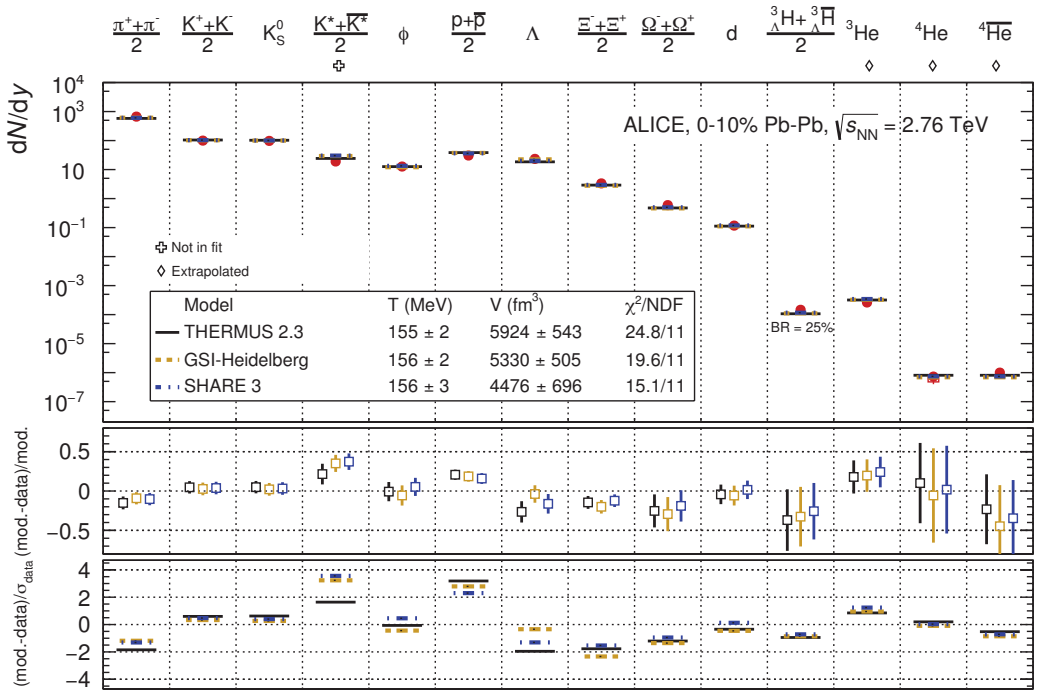

FIGURE I.8 – Taux de production des hadrons légers, mesurés par ALICE dans les collisions Pb–Pb centrales (0–10%) à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV [27], ajustés par trois modèles thermiques statistiques : THERMUS 2.3 [32], GSI-Heidelberg [33], et SHARE 3 [34]. La température et le volume au gel cinétique sont extraits des ajustements.

La figure I.8 présente un exemple d'ajustement du taux de production de hadrons légers (des pions chargés jusqu'au deutérium), dans les 10% des collisions

Pb–Pb les plus centrales à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV, par trois modèles thermiques statistiques différents : THERMUS 2.3 [32], GSI-Heidelberg [33], et SHARE 3 [34]. Les prédictions de ces derniers sont extrapolées, après ajustement, jusqu'aux taux de production de l'hélium 3 et 4. Bien que certaines différences puissent exister (par exemple à l'endroit de la production des K^* ou des protons), les modèles sont remarquablement en accord avec les données pour des hadrons aux taux de production variant de près de neuf ordres de grandeur. De cette manière, la température et le volume du système au gel chimique — tous deux paramètres libres de l'ajustement — peuvent être déterminés. Les différents modèles fournissent des résultats consistants entre eux : $T_{\mathrm{ch}} \simeq 156$ MeV et $V_{\mathrm{ch}} \simeq 4\,500$–$6\,000$ fm^3. Il est important de noter que cette température semble unique quelles que soient les conditions initiales (type de noyaux, énergie et centralité de la collision) des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. En outre, cette température est compatible avec la température de transition estimée par les calculs QCD sur réseau (I.A-2.iii).

I.B-3.ii Écoulement collectif

Dans les collisions non-centrales, la région de recouvrement des noyaux en collision est anisotrope, typiquement sous forme d'une ellipse. Cette asymétrie génère de forts gradients de pression dans le système de partons en interaction : la matière s'étend plus rapidement dans la direction du plus fin côté de la zone de recouvrement. L'anisotropie spatiale initiale se répercute en une anisotropie de la distribution des impulsions finales des hadrons. De larges anisotropies indiquent un comportement collectif important et une équilibration thermique locale précoce dans la phase QGP. La distribution azimutale des hadrons émis peut être décomposée en une série de Fourier de l'angle azimutal φ :

$$\underbrace{\mathrm{Y}(p_{\mathrm{T}}, y, \varphi)}_{\text{Taux de production}} = \underbrace{\frac{1}{N_{\mathrm{evt}}} \frac{\mathrm{d}^2 N}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y}}_{\text{Intégré en } \varphi} \cdot \underbrace{\frac{1}{2\pi}\left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_{\mathrm{T}}, \varphi)\cos[n(\varphi - \psi_n)]\right]}_{\text{Modulation en } \varphi} \tag{I.4}$$

avec :

- p_{T} et y l'impulsion transverse et la rapidité de la particule ;
- ψ_n l'angle du plan de réaction de l'harmonique d'ordre n, à déterminer événement par événement. En première approximation, le plan de réaction est défini comme le plan basé sur la direction des noyaux incidents et le vecteur connectant leur centre géométrique ;
- v_n l'amplitude de la $n^{\text{ième}}$ harmonique, qui peut s'exprimer sous la forme $v_n(p_{\mathrm{T}}, \varphi) = \langle \cos[n(\varphi - \psi_n)] \rangle$. Les chevrons indiquent une moyenne sur toutes les particules, dans les plages d'impulsion transverse et d'angle azimutal autorisées, de tous les événements.

Diverses méthodes expérimentales existent pour déterminer les plans de réaction et les coefficients v_n [35], il serait inopportun de les détailler ici. Avec les performances des expériences du LHC, les coefficients v_n ont pu être étudiés jusqu'à l'ordre 7 [36] dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV. Les corrélations

deux-à-deux, non-triviales, entre les harmoniques ont également été inspectées, dans ces mêmes collisions, par les collaborations ALICE [37] et ATLAS [38].

Examinons plutôt l'amplitude de la deuxième harmonique. Le coefficient v_2 est connu sous le nom d'écoulement elliptique. Il est sensible à l'équation d'état de la phase QGP car l'écoulement est généré avant la phase hadronique. Ainsi, l'amplitude de l'écoulement anisotropique est à mettre en parallèle des forces de friction dans la matière déconfinée, caractérisée par le rapport de la viscosité de cisaillement sur l'entropie (η/s).

La figure I.9 présente l'amplitude de l'écoulement elliptique de hadrons légers et étranges pour diverses classes de centralité de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV [39]. Les coefficients v_2 sont positifs et trouvent leur maximum dans la région des impulsions transverses intermédiaires, aux alentours de 2–3 GeV/c. Les collisions semi-centrales et semi-périphériques (classes de centralité entre 30 et 70%), aux anisotropies spatiales initiales les plus fortes possèdent des écoulements plus importants que les collisions les plus centrales. Un ordonnancement du flot elliptique en fonction de la masse du hadron est également observé en-dessous de 2 GeV/c, ce qui est attendu d'un système hydrodynamique en expansion radiale générant un champ de vitesse commun à tous les hadrons. Les modèles hydrodynamiques capables de reproduire un tel type de mesure estiment le rapport de la viscosité de cisaillement sur l'entropie η/s à 0,12 pour les collisions Au–Au aux énergies du RHIC et à 0,2 pour les collisions Pb–Pb aux énergies du LHC [40]. Ces valeurs mettent en lumière la dépendance de la viscosité de cisaillement avec la température du plasma de quarks et de gluons, dans l'hypothèse hydrodynamique.

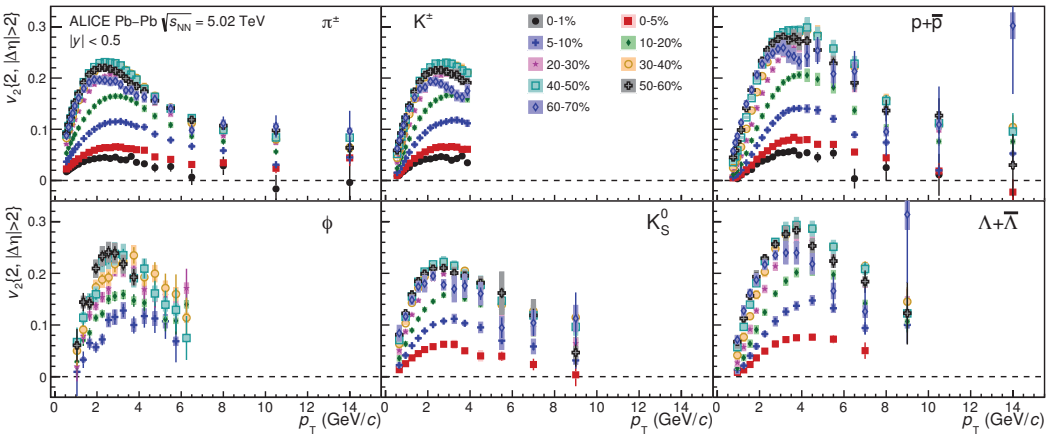

FIGURE I.9 – Dépendance en centralité de l'écoulement elliptique des $\pi^{\pm}$, $\mathrm{K}^{\pm}$, $\mathrm{p}+\bar{\mathrm{p}}$, ϕ, $\Lambda+\bar{\Lambda}$ et $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV [39].

I.B-3.iii Atténuation des jets

Les partons de hautes impulsions transverses ($p_{\mathrm{T}} \geq 10$ GeV/c) sont produits avec un important degré de virtualité[4] dans les premiers instants des collisions noyau–noyau, lors des diffusions inélastiques dures. Ces partons retombent sur leur couche de masse en développant une gerbe partonique (rayonnement de gluons), qui interagit avec le QGP en le traversant. Lorsque le niveau de virtualité des particules produites est réduit à leur valeur de masse hadronique, l'hadronisation intervient en une cascade collimatée de hadrons : un « jet ». Du fait de leur production prématurée, les partons durs sont utilisés comme sonde du plasma de quarks et de gluons dont les informations sont recueillies par la mesure du jet subséquent. L'énergie initiale des partons de hauts p_{T} est modifiée dans le milieu coloré se traduisant par une atténuation des jets (*jet quenching*) en termes d'énergie et d'impulsion (section 6.8.3 de [41]).

En traversant le QGP, les partons rapides perdent de l'énergie principalement par des radiations de gluons induites par la présence d'un environnement coloré, et, dans une moindre mesure, par des diffusions élastiques. La perte d'énergie est reliée à l'opacité du milieu, en particulier au coefficient de transport $\hat{q}$. Ce dernier représente la quantité de mouvement transverse, au carré, moyenne transférée par le parton au milieu, par unité de libre parcours moyen : $\hat{q} \sim \langle k_{\mathrm{T}}^2 \rangle / L_{\mathrm{milieu}}$ [42]. Les pertes d'énergie des partons durs seront d'autant plus grandes que leur distance L parcourue dans le milieu sera longue. Effectivement, de nombreux modèles prédisent une dépendance en L linéaire pour les pertes d'énergie par collision ($\Delta E_{\mathrm{col}} \propto \hat{q}L$) et quadratique pour les pertes radiatives d'énergie ($\Delta E_{\mathrm{rad}} \propto \hat{q}L^2$). Les pertes d'énergie dépendent également de la charge de couleur des partons, différentes pour les quarks et les gluons, et de la masse des quarks (ce point sera discuté plus en détail dans la section II.D-2, dans le cadre des quarks lourds). Typiquement, un parton d'impulsion transverse inférieure à 10 GeV/c, émis d'un bord du volume du QGP, ne pourra pas atteindre le bord opposé. Son impulsion sera réduite de sorte qu'il ne fera plus partie de la catégorie des partons durs.

Expérimentalement, l'observable privilégiée pour étudier les pertes d'énergie est le facteur de modification nucléaire des collisions noyau–noyau (AB), noté R_{AB}. Celui-ci compare dans un rapport une observable donnée (par exemple un taux de production) mesurée dans les collisions AB, à la même observable mesurée dans les collisions proton–proton (pp). Ainsi, pour étudier la dépendance en impulsion transverse (p_{T}) de la production d'une particule, le R_{AB} se définit comme :

$$R_{\mathrm{AB}}(p_{\mathrm{T}}) = \frac{1}{\langle N_{\mathrm{coll}} \rangle} \cdot \frac{\mathrm{d}N^{\mathrm{AB}}/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}}{\mathrm{d}N^{\mathrm{pp}}/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}} = \frac{1}{\langle T_{\mathrm{AB}} \rangle} \cdot \frac{\mathrm{d}N^{\mathrm{AB}}/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}}{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{pp,\,INEL}}/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}} \tag{I.5}$$

avec :

- $\langle N_{\mathrm{coll}} \rangle$ le nombre moyen de collision binaire nucléon–nucléon dans le système noyau–noyau, pour une classe de centralité donnée ;

4. Les particules virtuelles ne satisfont pas la relation d'équivalence masse–énergie $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ et sont dites « hors couche de masse ». Un gluon virtuel agit cinématiquement comme une particule massive de durée de vie très courte ; un quark virtuel possède une masse cinétique supérieure à sa masse propre.

- $\langle T_{\mathrm{AB}} \rangle = \langle N_{\mathrm{coll}} \rangle / \sigma_{\mathrm{pp}}$ la fonction de recouvrement nucléaire, correspondant à une luminosité intégrée effective par collision ;
- $\mathrm{d}N/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}$ le taux de production de la particule dans le système considéré ;
- $\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{pp,\ INEL}}/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}$ la section efficace de production inélastique de la particule dans le système proton–proton.

En considérant les collisions pp comme une référence, un facteur de modification nucléaire différent de l'unité peut naïvement être interprété comme une signature d'effets nucléaires chauds (QGP) ou froids (état initial modifié des noyaux vis-à-vis des protons, voir section II.C).

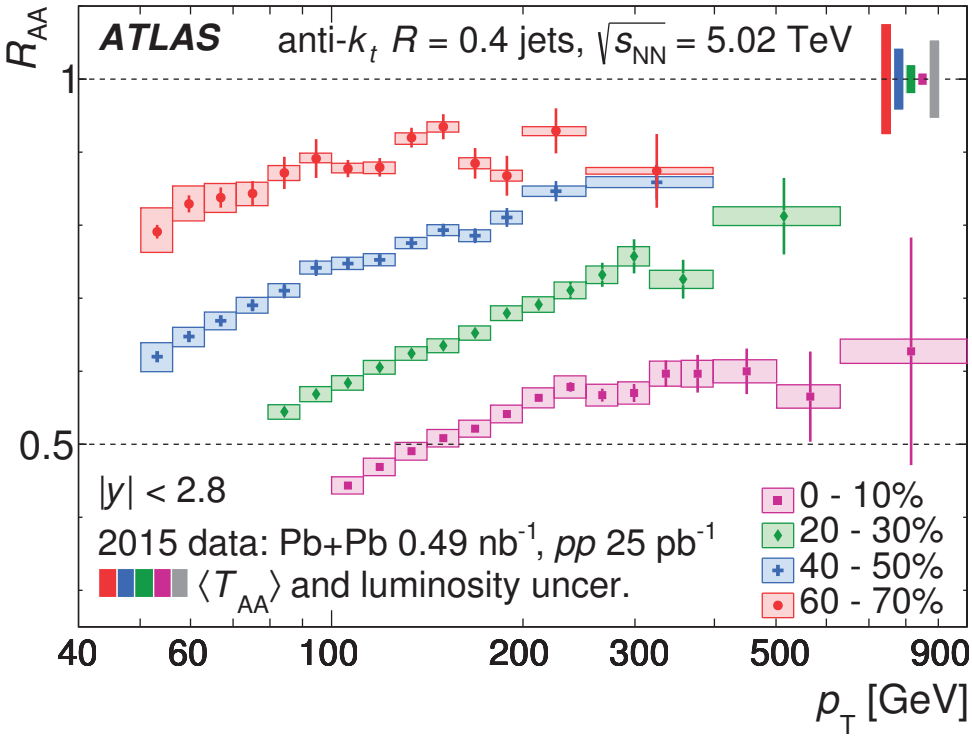

FIGURE I.10 – Dépendance en centralité du facteur de modification des jets dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV mesurée par la collaboration ATLAS [43].

La figure I.10 présente le facteur R_{AA} des jets de 50 à 900 GeV/c dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV [43]. Quelle que soit la centralité de la collision, le facteur R_{AA} est en-dessous de l'unité ce qui est compatible avec l'image des pertes d'énergie donnée ci-dessus. En effet, la proportion des jets de hautes impulsions transverses est diminuée dans les collisions Pb–Pb, où un QGP est attendu, par rapport aux collisions pp inélastiques, dénuées d'effets nucléaires. La suppression est d'autant plus forte que la collision est centrale, compte tenu de l'accroissement de la densité, de la taille et de la durée de vie du milieu. La suppression s'atténue avec l'augmentation de l'impulsion transverse du jet : plus un parton traverse le milieu coloré rapidement, moins sa perte d'énergie relative sera élevée. Malgré tout,

même les jets aux énergies les plus élevées (600–900 GeV/c) ne sont pas immunisés des pertes d'énergies.

L'énergie perdue par les partons durs doit être redistribuée sur les autres partons de la phase déconfinée ; de quelle manière s'effectue-t-elle ? Des mesures inter et intra-jets, réalisées dans les collisions Pb–Pb par les collaborations CMS [44] et ATLAS [45], indiquent que la redistribution de l'impulsion transverse n'a pas lieu dans la région proche de l'axe du jet mais plutôt à grand angle par rapport à ce dernier. De plus, la redistribution se porte préférentiellement sur les particules de basses ou de très hautes impulsions, plutôt sur celles d'impulsions intermédiaires.

Chapitre II

Saveurs lourdes dans les collisions hadroniques

II.A De l'intérêt des quarks lourds 28

II.B Saveurs lourdes dans les collisions pp 30

II.B-1 Théorème de factorisation 30

II.B-1.i Fonction de distribution partonique 31

II.B-1.ii Production des quarks lourds 33

II.B-1.iii Fragmentation des quarks 36

II.B-2 Principaux résultats expérimentaux 38

II.C Saveurs lourdes dans les collisions p–A 40

II.C-1 Modification des fonctions de distribution partonique 40

II.C-2 Effet Cronin 43

II.C-3 Perte cohérente d'énergie 43

II.C-4 Principaux résultats expérimentaux 44

II.D Saveurs lourdes dans les collisions A–A 44

II.D-1 Perte d'énergie par collision 45

II.D-2 Perte d'énergie par radiation 46

II.D-3 Hadronisation des quarks lourds dans le QGP 48

II.D-4 Principaux résultats expérimentaux 48

II.E Similitudes aux saveurs légères 50

II.F Spécificités des mésons D_s^+ 51

Dans ce chapitre nous allons discuter des spécificités des hadrons de saveur lourde dans les collisions hadroniques, et de l'intérêt de leur étude. Tout d'abord nous exposerons les caractéristiques générales des quarks lourds, ce qui leur vaut l'appellation de « sondes dures » (II.A). Nous décrirons ensuite les différents processus mis en œuvre dans la création de hadrons lourds (distribution des partons avant collision, diffusion dure partonique et hadronisation), dans les collisions de référence pp (II.B). Les effets nucléaires froids, révélés dans les collisions proton–noyau (p–A), seront présentés dans la section II.C. Enfin, le comportement des quarks lourds dans un milieu coloré de partons déconfinés, atteint dans les collisions noyau–noyau (A–A), des mécanismes de perte d'énergie au possible rôle de l'hadronisation par recombinaison, sera abordé (II.D). Pour chacun de ces systèmes de collision, nous fournirons un aperçu des résultats expérimentaux existants avant l'apport des travaux faisant l'objet de cette thèse.

II.A De l'intérêt des quarks lourds

L'appellation de « quark lourd » est attribuable aux quarks de saveur charme ($m_\mathrm{c} = 1{,}28$ GeV/c^2), beau ($m_\mathrm{b} = 4{,}18$ GeV/c^2) et top ($m_\mathrm{t} = 173{,}07$ GeV/c^2). Leur masse élevée au regard du paramètre d'échelle de la QCD [1] rend possible le calcul de leur section efficace de production par un développement perturbatif en α_s des diagrammes QCD. En effet, m_q définit le niveau d'énergie auquel est évalué la constante de couplage de l'interaction forte ($\alpha_s \propto \ln^{-1}(m_\mathrm{q}^2/\Lambda_\mathrm{QCD}^2) \ll 1$). En particulier, la section efficace de production des quarks lourds peut être calculée perturbativement jusqu'aux basses impulsions transverses (p_T) et intégrée en impulsion. De plus, l'existence de quarks lourds de masses différentes permet de valider les calculs perturbatifs de QCD dans différentes régions d'impulsion transférée (Q^2), où la proportion relative des corrections radiatives et des effets non-perturbatifs varie [46]. Les quarks lourds constituent donc une référence pour l'étude de la théorie perturbative.

Pour la physique des collisions d'ions lourds ultra-relativistes les quarks lourds présentent plusieurs spécificités, que nous avons rangées ici dans un ordre chronologique suivant le déroulé du scénario de Bjorken (I.B-1) :

(i) L'énergie nécessaire à la création des quarks lourds est significativement supérieur à la température du milieu thermalisé : $Q \gg T_\mathrm{QGP}$ (avec, aux énergies de collision du LHC, $T_\mathrm{QGP} \simeq 300$ MeV [26]). En pratique, de telles énergies ne sont disponibles que dans des interactions partoniques, survenant aux premiers instants de la collision. La contribution thermique (par exemple $\mathrm{gg} \to \mathrm{c\bar{c}}$ dans le QGP) à la production totale des quarks lourds est négligeable dans les conditions actuelles [47]. La production des quarks lourds est donc découplée de la formation du plasma de quarks et de gluons.

1. Le paramètre d'échelle de la QCD, $\Lambda_\mathrm{QCD} \simeq 200$ MeV, correspond à l'échelle en-dessous de laquelle la valeur de la constante de couplage α_s diverge, rendant caduque les calculs par développement perturbatif en α_s. Pour les quarks lourds de masse m_q, on a $m_\mathrm{q} \gg \Lambda_\mathrm{QCD}$.

(ii) Leur temps de formation ($\Delta t \sim 1/Q^2$), d'environ 0,1 fm/c pour le quark charmé et 0,02 fm/c pour la beauté, est plus court que le temps nécessaire pour l'établissement du plasma de quarks et de gluons (0,3–0,5 fm/c). Ainsi, la production des paires quark–antiquark lourds n'est pas affectée par le milieu.

(iii) Vu le faible nombre produit de quarks charmés et beaux, leur taux d'annihilation est négligeable : il est inférieur à 0,6% pour les quarks charmés produits dans les collisions Pb–Pb du LHC [48]. Les quarks lourds traversent donc l'ensemble des étapes successives de la collision d'ions lourds, en particulier l'essentiel de la phase déconfinée. Le quark top occupe ici une place à part : son temps de vie extrêmement bref ($\sim 10^{-24}$ s) le fait se désintégrer avant l'apparition du plasma de quarks et de gluons.

(iv) Au cours de leur traversée du milieu thermalisé, les quarks lourds interagissent fortement avec les partons déconfinés, par diffusions élastiques et radiations de gluons, et ainsi perdent de leur énergie initiale. L'ampleur de ces interactions dépend de la densité de charges de couleur du système (nous avons déjà évoqué ce point sous-section I.B-3.iii). De ce fait, il est souvent fait mention de « sondes » du QGP à l'égard des quarks charmés et beaux (le quark top étant bien trop rare, et se désintégrant rapidement, pour être mis sur un pied d'égalité avec les deux autres quarks lourds).

D'un point de vue expérimental, pour l'étude du plasma de quarks et de gluons, seules les saveurs charme et beauté sont considérées. Il existe deux catégories de hadrons de saveur lourde :

Les hadrons de saveur lourde cachée : représentées par les *quarkonia*, des états liés $c\bar{c}$ (*charmonium* tel J/ψ ou $\psi(2S)$) ou $b\bar{b}$ (*bottomonium* comme $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$). Ils sont généralement identifiés via leur désintégration en paire de leptons, e^-e^+ ou $\mu^-\mu^+$.

Les hadrons de saveur lourde ouverte : lorsque le hadron est composé d'au moins un quark lourd de valence. Les mésons D (D^0, D^+, D^{*+}, D_s^+...) représentent les mésons de charme ouvert ; les mésons B (B^0, B^+, B_s^0, B_c^+...) les mésons de beauté ouverte. Les baryons Λ_q, Σ_q, Ξ_q et Ω_q ne contiennent qu'un seul quark lourd q (où q = c ou b) ; les baryons Ξ_{qq} et Ω_{qq} en comportent deux [8]. Il existe différentes méthodes d'identification des hadrons de saveur lourde ouverte, basées sur la reconstruction de leurs produits de désintégration :

- Reconstruction complète des canaux de désintégration hadronique. Par exemple : $D^0 \to K^-\pi^+$ ou $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$.
- Reconstruction des désintégrations semi-inclusives : $\Lambda_c^+ \to e^+\nu_e\Lambda$ et $\Xi_c^0 \to e^+\nu_e\Xi^-$ où les neutrinos ne sont pas mesurés.
- Reconstruction partielle des désintégrations semi-leptoniques, par la détection unique des leptons : $(D, B, \Lambda_c^+...) \to \mu^\pm + X$ ou $e^\pm + X$.

Comme nous le verrons sous-section II.B-1.iii, la famille des mésons D récupère près de 90% de la population des quarks charmés produits dans les collisions ; les baryons Λ_c^+ regroupent environ 7% de la population ; et les charmonia en englobent à peu près 1,5%.

II.B Saveurs lourdes dans les collisions pp

II.B-1 Théorème de factorisation

Une collision inélastique de haute énergie (à partir de quelques centaines de GeV dans le centre de masse proton–proton) consiste en une superposition d'interactions entre partons : quarks de valence et/ou quarks et gluons de la mer. Chaque parton transporte une fraction x de l'impulsion longitudinale du proton auquel il appartient. La diffusion ponctuelle partonique, caractérisée par un transfert d'impulsion Q^2 élevé, intervient sur une échelle de temps plus courte que les processus d'interaction entre partons d'un même proton. En conséquence, le proton comme entité peut être négligé ; le parton impliqué dans la diffusion dure n'a pas le temps de transmettre d'informations aux autres constituants du proton [2]. Les partons i et j, de protons différents, participant à la diffusion dure génèrent un parton qui, après émission de gluons (dans une gerbe partonique), hadronisera. Sous ces hypothèses, la section efficace de production d'un hadron de saveur lourde H_q (contenant un quark lourd q de masse m_q), dans les collisions proton–proton, peut être calculée à partir du théorème de factorisation colinéaire [3] [49] :

$$\begin{aligned}\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{pp}\to H_\mathrm{q}+X}(\sqrt{s}, m_\mathrm{q}, \mu_F^2, \mu_R^2) = \sum_{i,j=\mathrm{q},\bar{\mathrm{q}},\mathrm{g}} \Big[& f_i^A(x_1^i, \mu_F^2) \otimes f_j^B(x_2^j, \mu_F^2) \\ & \otimes\ \mathrm{d}\hat{\sigma}^{i+j\to\mathrm{q}(\bar{\mathrm{q}})\,\{k\}}(\alpha_s(\mu_R^2), \mu_F^2, m_\mathrm{q}, x_1^i x_2^j s) \\ & \otimes\ D_\mathrm{q}^{H_\mathrm{q}}(z, \mu_F^2)\Big] \end{aligned} \tag{II.1}$$

avec :

- $f_i(x^i, \mu_F^2)$ la fonction de distribution du parton i (PDF) dans le proton A, qui paramétrise la dynamique non-perturbative du proton. Elle représente la probabilité d'avoir un parton i dans le proton A, pour une échelle d'énergie μ_F^2, portant une fraction d'impulsion totale $x^i = p_i/p_A$ [4]. Les PDF seront discutées plus en détail dans la sous-section II.B-1.i ;

2. Les fragments du proton, exclus de la diffusion dure, interagiront éventuellement de manière plus douce et constitueront l'événement sous-jacent (*underlying event*).

3. Le terme « colinéaire » fait référence, ici, au fait que l'impulsion transverse des partons est intégrée (au sens mathématique), dans la définition des fonctions de distribution partonique, et négligée dans la cinématique de la section efficace dure. De ce fait, l'incertitude sur le calcul est inversement proportionnelle à l'échelle d'énergie du processus.

4. Dans le cas des diffusions inélastiques profondes, au premier ordre et pour des quarks supposés non-massifs, la variable x^i est assimilable à la variable de Bjorken $x_\mathrm{B} = Q^2/(2p \cdot q)$. Lorsque la masse des quarks est prise en compte, et pour des collisions hadron–hadron, la variable de Bjorken x_B ne correspond plus à la fraction d'impulsion longitudinale x^i.

- $\mathrm{d}\hat{\sigma}^{i+j\to \mathrm{q}(\bar{\mathrm{q}})\,\{k\}}$ la section efficace dure de production du quark lourd q à partir de la diffusion entre les partons i et j. Ce terme est calculé par un développement perturbatif en α_s, qui dépend de l'échelle d'énergie du processus, indiquée ici par l'échelle de renormalisation μ_R, jusqu'à un ordre k. La sous-section II.B-1.ii sera dédiée à la discussion de ce terme ;
- $D_{\mathrm{q}}^{H_{\mathrm{q}}}(z, \mu_F^2)$ la fonction de fragmentation non-perturbative décrivant la probabilité d'obtenir, à partir du parton q, le hadron H_{q} avec une fraction d'impulsion $z = p_{H_{\mathrm{q}}}/p_{\mathrm{q}}$ (en négligeant les masses du quark et du hadron) de l'impulsion du quark lourd (sous-section II.B-1.iii) ;
- μ_F l'échelle de factorisation, qui délimite la frontière entre les physiques de longue et de courte distance ;
- μ_R l'échelle de renormalisation, qui spécifie l'échelle d'énergie à laquelle est définie la théorie (ici, le développement perturbatif). Les échelles μ_F et μ_R sont généralement choisies du même ordre de grandeur que l'impulsion transférée dans le processus dur : $\mu_F \sim \mu_R \sim \sqrt{m_{\mathrm{q}}^2 + p_{\mathrm{T,q}}^2}$.

II.B-1.i Fonction de distribution partonique

La probabilité $f_i(x_{\mathrm{B}}, Q^2)$ de trouver un parton i avec une fraction d'impulsion longitudinale x, à l'échelle d'énergie Q^2, est évaluée sous l'hypothèse du référentiel d'impulsion infinie (*infinite momentum frame*) supposant l'impulsion transverse des partons négligeable. Cette probabilité varie entre autres selon le type de parton, entre quarks de valence et entre partons de la mer, et l'énergie à laquelle le proton est sondé. Expérimentalement, les fonctions de distribution partonique du proton ont été déterminées grâce aux diffusions inélastiques profondes électron–proton, notamment avec les expériences H1 et ZEUS auprès de l'accélérateur HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*) [50] à une énergie de collision allant jusqu'à $\sqrt{s} \sim 300$ GeV. Depuis des mesures à une échelle d'énergie donnée, il est possible d'évaluer les PDF d'un parton i du proton à d'autres échelles d'énergie, par exemple celles du LHC, à partir des équations d'évolution dites de « DGLAP [5] » [51–54]. Par exemple, dans le cas des PDF des quarks de valence (ou, plus généralement, pour des combinaisons de quarks non-singulets) celles-ci s'expriment comme :

$$\frac{\partial f_{\mathrm{q}}(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\varepsilon} P(x/\varepsilon) f_{\mathrm{q}}(\varepsilon, Q^2) \tag{II.2}$$

où $P(x/\varepsilon)$, la fonction de *splitting*, calculable par un développement perturbatif en α_s, représente la probabilité qu'un quark de fraction d'impulsion x émette un gluon emportant une fraction ε de son impulsion.

Il existe de nombreuses paramétrisations des fonctions de distribution partonique ; citons par exemple celles de la collaboration CTEQ [55] ou de NNPDF [56]. Une combinaison de différentes données expérimentales peut être mise à profit pour chaque paramétrisation [57], généralement :

5. Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi.

- Les diffusions inélastiques profondes contraignent les PDF des quarks et des gluons ;
- Les processus de Drell-Yan ($q\bar{q} \to l^- l^+$) contraignent les quarks de la mer à haut x ;
- Les mesures de jets du Tevatron contraignent les distributions gluoniques à haut x ;
- Les mesures des bosons $W^\pm$ et Z^0 donnent accès aux contributions des différents quarks.

Un exemple de paramétrisation de PDF est présenté figure II.1.

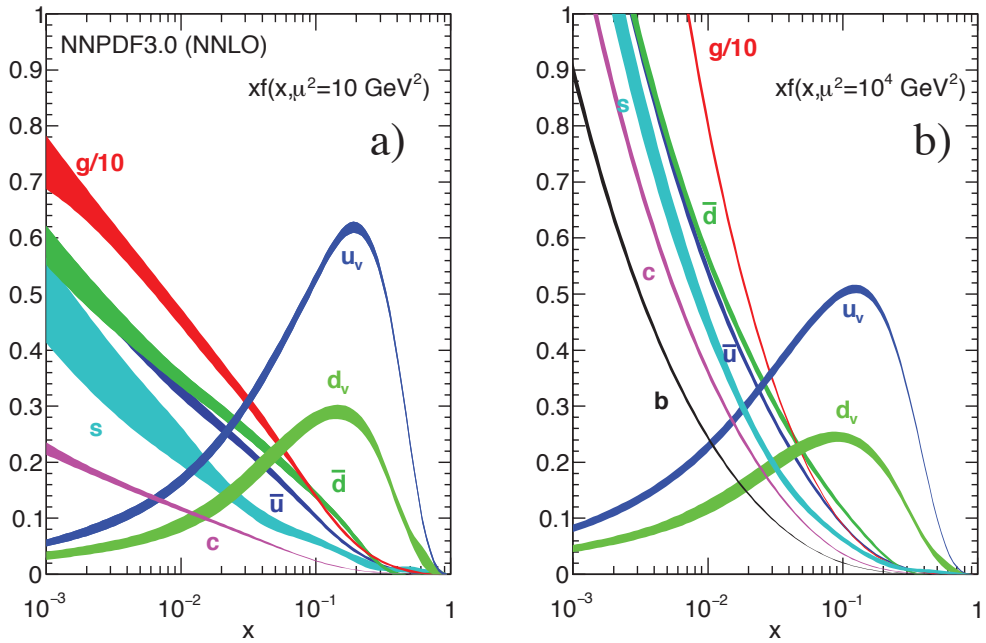

FIGURE II.1 – Paramétrisation NNPDF3.0 [56] des fonctions de distribution partonique du proton pour deux échelles d'énergie : $\mu_F^2 = 10$ GeV^2 (gauche) et $\mu_F^2 = 10^4$ GeV^2 (droite). Les quarks de valence sont repérés par l'indice « v » (tirées de la section 19 de [8]).

Le domaine des x sondé lors d'une collision hadronique dépend de l'énergie de collision dans le centre de masse par paire de nucléon ($\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$), de l'acceptance du détecteur (à travers la région de rapidité accessible), et de la sonde dure considérée. Pour une collision entre un noyau 1 (A_1, Z_1) et un noyau 2 (A_2, Z_2), donnant naissance à une paire quark–antiquark de masse $m_{q\bar{q}} = 2m_q$ et de rapidité $y_{q\bar{q}}$ dans le référentiel du centre de masse, les deux noyaux sont sondés respectivement dans les domaines :

$$x_1 = \frac{A_1}{Z_1} \cdot \frac{m_{q\bar{q}}}{\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}} e^{+y_{q\bar{q}}} \quad \text{et} \quad x_2 = \frac{A_2}{Z_2} \cdot \frac{m_{q\bar{q}}}{\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}} e^{-y_{q\bar{q}}} \tag{II.3}$$

À rapidité centrale ($y_{q\bar{q}} \sim 0$), dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV du LHC, les

quarks charmés permettent alors d'atteindre des fractions d'impulsion longitudinale aussi basse que $x_1 \sim x_2 \sim 10^{-4}$. Aux rapidités avants ($y_{\mathrm{q\bar{q}}} \sim 4$), la région en x accessible est étendue à $x_2 \sim 10^{-6}$. Ces domaines de bas x sont dominés par les gluons de la mer du proton (plus généralement des noyaux).

Nous avons évoqué plus haut que, lors du calcul des fonctions de distribution partonique, la fraction d'impulsion du proton x portée par le parton est entièrement transmise dans la composante longitudinale de son impulsion. En d'autres termes, l'impulsion transverse (k_{T}) des partons est négligée dans cette approche ; ou encore les PDF sont intégrées sur l'impulsion transverse des partons. Une certaine catégorie de fonctions de distribution partonique tient compte de l'impulsion transverse des partons : les PDF non-intégrées (*unintegrated parton distribution functions*, UPDF). La fraction d'impulsion portée par les partons correspond, en ce cas, exactement à la quantité intervenant dans les diagrammes de Feynman. Contrairement aux PDF usuelles, les différentes paramétrisations des UPDF varient considérablement entre elles [58].

II.B-1.ii Production des quarks lourds

La production des quarks lourds résulte des interactions entre quarks et gluons. À l'ordre dominant du développement perturbatif en α_s (*leading order*, LO), les processus qui contribuent à la production de paires quark–antiquark lourds $\mathrm{Q\bar{Q}}$ sont l'annihilation quark–antiquark $\mathrm{q\bar{q}} \to \mathrm{Q\bar{Q}}$ et la fusion de gluons $\mathrm{gg} \to \mathrm{Q\bar{Q}}$ (figure II.2). La section efficace partonique de ces deux processus s'approxime, dans le cas où l'énergie de collision dans le système parton–parton $\hat{s}$ est grande, par [46] :

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}(\mathrm{q\bar{q}} \to \mathrm{Q\bar{Q}}) &\overset{\hat{s} \gg m_{\mathrm{Q}}^2}{\sim} \frac{1}{\hat{s}} \\ \hat{\sigma}(\mathrm{gg} \to \mathrm{Q\bar{Q}}) &\overset{\hat{s} \gg m_{\mathrm{Q}}^2}{\sim} \frac{1}{\hat{s}} \left[\frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 2 \right] \sim \frac{1}{\hat{s}} \ln \left(\frac{\hat{s}}{m_{\mathrm{Q}}^2} \right) \end{aligned} \tag{II.4}$$

avec $\beta = \sqrt{1 - 4m_{\mathrm{Q}}^2/\hat{s}}$. Ainsi, pour de grandes valeurs de $\hat{s}$ (grandes valeurs de β), le processus d'annihilation $\mathrm{q\bar{q}} \to \mathrm{Q\bar{Q}}$ est supprimé plus rapidement que le processus de fusion de gluons. Aux énergie du LHC, ce dernier processus domine.

L'incorporation de diagrammes à l'ordre suivant l'ordre dominant (*next-to-leading-order*, NLO) dans le calcul de la section efficace de production des quarks lourds augmente la précision du calcul. En particulier, les incertitudes liées aux échelles de factorisation μ_F et renormalisation μ_R peuvent être réduites. On distingue deux types de diagrammes à l'ordre $O(\alpha_s^3)$: les émissions virtuelles (correction à une boucle) et les émissions réelles des processus $2 \to 3$. La figure II.3 en présente quelques exemples. Les émissions virtuelles auront essentiellement pour effet de corriger la normalisation de la section efficace de production ; les émissions réelles changent la cinématique de la diffusion inélastique (distributions en impulsion transverse, en rapidité et en angle azimutale). Les divergences ultraviolettes des diagrammes virtuels sont supprimées par la technique de renormalisation. Les

émissions réelles dans l'état initial sont réabsorbées dans les fonctions de distribution partonique. Les émissions réelles dans l'état final n'engendrent pas de divergence colinéaire car la masse élevée des quarks lourds n'autorise pas d'émission de gluons aux petits angles (nous reviendrons sur ce point dans la section II.D-2). Cependant, lorsque l'impulsion transverse (p_{T}) du quark lourd devient grande devant sa masse, de larges facteurs logarithmiques $\ln(p_{\mathrm{T}}^2/m_{\mathrm{q}}^2)$ apparaissent à tous les ordres du développement perturbatif et brisent la convergence des calculs. En effet, à grand p_{T}, la quark lourd agit comme une particule de masse négligeable et la probabilité d'émission colinéaire de gluons augmente. Ces facteurs logarithmiques peuvent être absorbés dans les fonctions de fragmentation (section 2.3 de [46]).

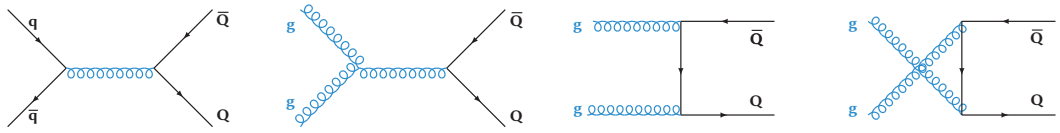

FIGURE II.2 – Diagrammes de Feynman à l'ordre dominant (LO) pour la production d'une paire de quarks lourds $\mathrm{Q}\bar{\mathrm{Q}}$.

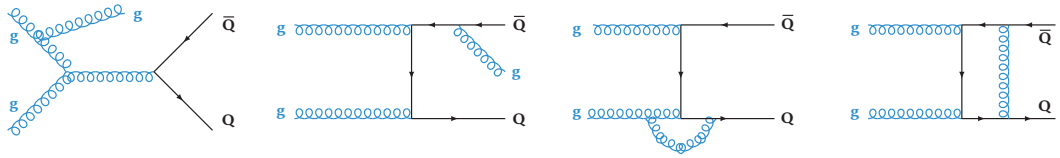

FIGURE II.3 – Exemple de diagrammes de Feynman à l'ordre suivant l'ordre dominant (NLO) pour la production d'une paire de quarks lourds $\mathrm{Q}\bar{\mathrm{Q}}$.

Différents modèles théoriques ont été développés pour calculer les sections efficaces de production des quarks et des hadrons de saveur lourde, dans le cadre du théorème de factorisation colinéaire et dans différents régimes cinématiques ($p_{\mathrm{T}} < m_{\mathrm{q}}$, $p_{\mathrm{T}} \sim m_{\mathrm{q}}$ et $p_{\mathrm{T}} \gg m_{\mathrm{q}}$)[6]. Deux approches théoriques, valides des plus basses aux plus hautes impulsions transverses, font actuellement référence :

GM-VFNS (*General Mass – Variable Flavour Number Scheme*) [60] se fonde sur un nombre variable de quarks actifs impliqués dans la diffusion partonique initiale, suivant la valeur de l'échelle de factorisation μ_F. Par exemple, lorsque cette dernière est supérieure à la masse du quark charmé, les processus partoniques impliquant un (anti)quark charmé dans l'état initial sont pris en compte. Le modèle GM-VFNS unifie en fait deux modèles historiquement antérieurs : FFNS (*Fixed Flavour Number Scheme*), valide pour $0 \leq p_{\mathrm{T}} \lesssim 5\,m_{\mathrm{Q}}$, et ZM-VFNS (*Zero Mass – Variable Flavour Number Scheme*), applicable lorsque la masse du quark lourd est négligeable ($p_{\mathrm{T}} \gg m_{\mathrm{Q}}$).

6. Une revue des différentes approches théoriques peut être trouvée dans la section 2.1.1 de [59].

FONLL (*Fixed Order + Next to Leading Log*) [61, 62], une variante du modèle GM-VFNS, est basé sur la correspondance des calculs de quarks lourds massifs (bas p_{T}) et sans masse (haut p_{T}), suivant la prescription :

$$\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{FONLL}} = \mathrm{d}\sigma_{\mathrm{FO}} + (\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{RS}} - \mathrm{d}\sigma_{\mathrm{FOM0}}) \times G(m_{\mathrm{Q}}, p_{\mathrm{T}}) \tag{II.5}$$

où $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{FO}}$ est un calcul réalisé pour des quarks massifs, à ordre fixe (*fixed order*, FO), $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{RS}}$ est un calcul dans la limite de masse nulle des quarks (resommation *next-to-leading-log*, ou RS). Comme certains termes sont partagés dans les deux approches, les termes d'ordre fixe et dans la limite de masse nulle, $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{FOM0}}$, sont soustraits. La fonction $G(m_{\mathrm{Q}}, p_{\mathrm{T}})$ est une fonction de correspondance, de forme arbitraire, permettant de supprimer le calcul d'ordre fixe pour $m_{\mathrm{T}} > 5\, m_{\mathrm{Q}}$.

Ces deux approches ont une précision à NLO du développement perturbatif en α_s. Les facteurs logarithmiques à l'ordre dominant (*leading log*, LL), de la forme $\alpha_s^2(\alpha_s \ln(p_{\mathrm{T}}/m_{\mathrm{q}}))^k$, et à l'ordre supérieur à l'ordre dominant (*next to leading log*, NLL), de la forme $\alpha_s^3(\alpha_s \ln(p_{\mathrm{T}}/m_{\mathrm{q}}))^k$, y sont resommés. En conséquence, on parle de calculs à la précision NLO+NLL.

Les deux modèles présentés ici respectent le théorème de factorisation colinéaire, qui suppose l'impulsion transverse des partons (k_{T}) nulle. En pratique, cela implique que les impulsions transverses du quark et de l'antiquark d'une même paire produite sont égales à l'ordre dominant. Dans ce contexte, les corrélations angulaires entre paires de mésons charmés ou beaux ne peuvent être étudiées. Le modèle de **factorisation en** k_{T} [63] s'appuie sur des fonctions de distribution partonique non-intégrées (UPDF) qui dépendent également de l'impulsion transverse des partons (II.B-1.i). Ce modèle ne considère que la fusion de gluons, qui est toutefois le mécanisme dominant au LHC, avec une précision LO. Les UPDF des gluons employées incluent de manière effective les émissions d'un unique gluon additionnel, de sorte que le modèle de factorisation en k_{T} comporte certaines corrections NLO.

Les approches analytiques fournissent une description précise de la production inclusive des hadrons de saveur lourde. Une description plus complète de l'état final d'une collision pp (le hadron lourd situé dans son environnement) peut être abordée par une approche algorithmique, à l'aide d'événements générés par des simulations de type Monte Carlo. Le générateur d'événements Pythia [64, 65] est l'un des plus répandu, comprenant des diffusions partoniques dures et douces, éventuellement multiples, des cascades partoniques dans les états initial et final, des modèles de hadronisation et de décroissance des hadrons. Toutefois, un tel générateur n'évalue les processus dures qu'avec une précision LO+LL. Certains générateurs spécialisés dans le développement des cascades partoniques de précision NLO ont récemment été développés : c'est le cas par exemple de MC@NLO [66, 67] et de Powheg [68, 69]. D'autres générateurs comme Hijing [70] se spécialisent dans les collisions d'ions lourds et tiennent alors compte d'effet nucléaires comme le *shadowing* nucléaire (II.C-1) ou le phénomène d'atténuation des jets (I.B-3.iii).

II.B-1.iii Fragmentation des quarks

La fragmentation des quarks lourds en hadrons est un processus non-perturbatif, dont les fonctions de fragmentation peuvent être extraites des mesures expérimentales. La fraction d'impulsion z du quark lourd initial emportée par un hadron de saveur lourde, relativement large, est plus prononcée que dans le cas de la fragmentation des quarks légers. En particulier, dans l'éventualité d'un quark très lourd, le hadron subséquent emporterait la quasi entièreté de l'impulsion, et la fonction de fragmentation serait piquée à $z = 1$ (section 19 de [8]). Les collisions e^+e^- et lepton–hadron offrent un environnement adapté à l'étude des fonctions de fragmentation, où l'état du quark lourd avant hadronisation peut être déterminé. Les expériences ALEPH [71] ($e^+e^- \to Z^0 \to c\bar{c}$) et Belle [72] ($e^+e^-$ à $\sqrt{s} = 10{,}52$ GeV) ont, par exemple, été impliquées dans ces études. Il existe des paramétrisations variées de la forme des fonctions de fragmentation des quarks lourds, dont les paramètres libres sont évalués par un ajustement des mesures expérimentales. Parmi elles, la fonction de fragmentation de Peterson [73] est couramment utilisée pour les mésons de saveur lourde :

$$D_{\mathrm{q}}^{H_{\mathrm{q}}}(z) \propto \frac{1}{z}\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z}\right)^{-2} \tag{II.6}$$

où ϵ est le seul paramètre libre et est supposé varier comme le rapport de la masse du quark léger du méson avec la masse du quark lourd ($m_{\text{léger}}/m_{\text{lourd}}$). De ce fait, les hadrons beaux possèdent des fonctions de fragmentation plus dures (*id est* ils récupèrent une plus grande fraction d'impulsion du quark lourd initial), ou une valeur de ϵ plus petite, que celles des hadrons charmés. La *fraction* de fragmentation, correspondant à la probabilité qu'un quark fragmente en un hadron H_{q}, quelle que soit la valeur de z, est inclue dans les fonctions de fragmentation. Les fractions de fragmentation des hadrons charmés, mesurées dans plusieurs systèmes de collision, sont présentées figure II.4. L'équivalence des mesures des fraction de fragmentation d'un système à un autre, au regard des incertitudes, suggère que le phénomène de fragmentation est indépendant du processus de production initial [74], du moins dans le cadre du théorème de factorisation colinéaire.

Lorsque l'impulsion du quark lourd est bien supérieure à sa masse, des effets perturbatifs important peuvent influencer les fonctions de fragmentation. Ces dernières peuvent alors s'exprimer comme une convolution d'un terme perturbatif, qui décrit la production d'un quark lourd dans la diffusion dure, et d'un terme non-perturbatif, modélisant l'hadronisation du quark lourd en un hadron. Lorsque le premier terme peut être évalué par un développement perturbatif, le second est déterminé à partir d'un ajustement aux données expérimentales.

Dans les générateurs d'événements Monte Carlo, des modèles phénoménologiques permettent de modéliser les mécanismes non-perturbatifs de hadronisation des quarks. L'un des plus populaires est le modèle de Lund de fragmentation de cordes [75]. Le mécanisme, déjà entraperçu sous-section I.A-2.i, décrit la probabilité de création d'une paire quark–antiquark depuis une corde (un champ de couleur) reliant deux quarks existants, qu'il serait possible de briser par un apport

d'énergie. La corde est caractérisée par une tension κ d'environ 1 GeV/fm dans le vide, évaluée à partir de mesures expérimentales et de calculs sur réseau. Une nouvelle paire $q\bar{q}$ est produite lorsqu'il devient plus favorable énergétiquement pour la corde d'être brisée en morceaux plus petits. Ce processus, modélisé par un effet tunnel quantique, a pour probabilité :

$$P \propto \exp\left(\frac{-\pi m_{\mathrm{T}}^2}{\kappa}\right) \tag{II.7}$$

où $m_{\mathrm{T}}^2 = \sqrt{m_{q\bar{q}}^2 + p_{\mathrm{T}}^2}$ est la masse transverse de la paire quark–antiquark à produire. La proportion de quarks légers et lourds peut être ajustée par l'ajout d'un facteur supplémentaire, dont la valeur varie selon la saveur des quarks produits.

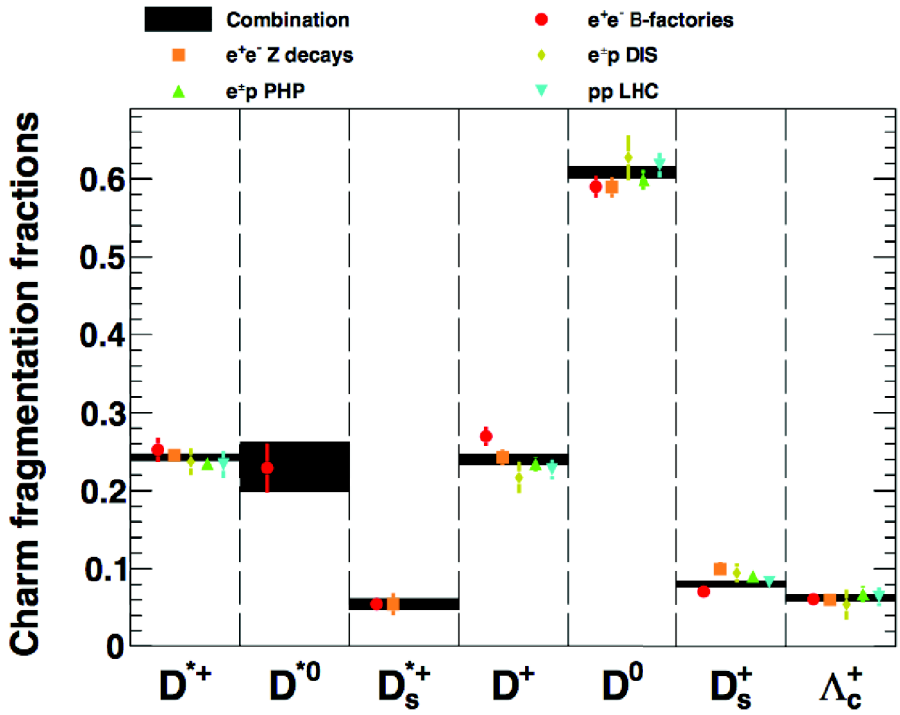

FIGURE II.4 – Fractions de fragmentation des différentes espèces de hadrons charmés, mesurées dans des collisions e^+e^- (désintégration de bosons Z^0 et de mésons B), $e^{\pm}p$ (photo-production et diffusion inélastique profonde) et pp [74]. La combinaison des résultats disponibles est également présentée.

À ce modèle de fragmentation de cordes, un phénomène de reconnexion de couleurs peut également être activé dans les générateurs d'événements Monte Carlo. Ce phénomène intervient lorsque les flux de couleurs se superposent et connectent les partons de l'état final, supposés indépendants a priori lorsqu'ils viennent de processus initiaux différents, qui se trouvent alors intriqués au moment de l'hadronisation. Ainsi, les partons de l'état final peuvent se réorganiser, de façon à minimiser la taille des cordes colorées. Des partons issus de deux interactions initiales différentes peuvent alors se retrouver connectés. Avec la reconnexion de

couleur, l'hadronisation d'un quark lourd d'une diffusion dure donnée n'est pas indépendante du système global. La modélisation de ce phénomène reste toutefois un problème complexe et change d'un générateur d'événements à l'autre. En effet, certaines questions restent ouvertes quant à la réalisation physique concrète du phénomène. Existent-il des effets de cohérence de couleur [7] ? Le réarrangement des couleurs peut-il encore subsister après hadronisation, dans des ré-interactions entre hadrons ?

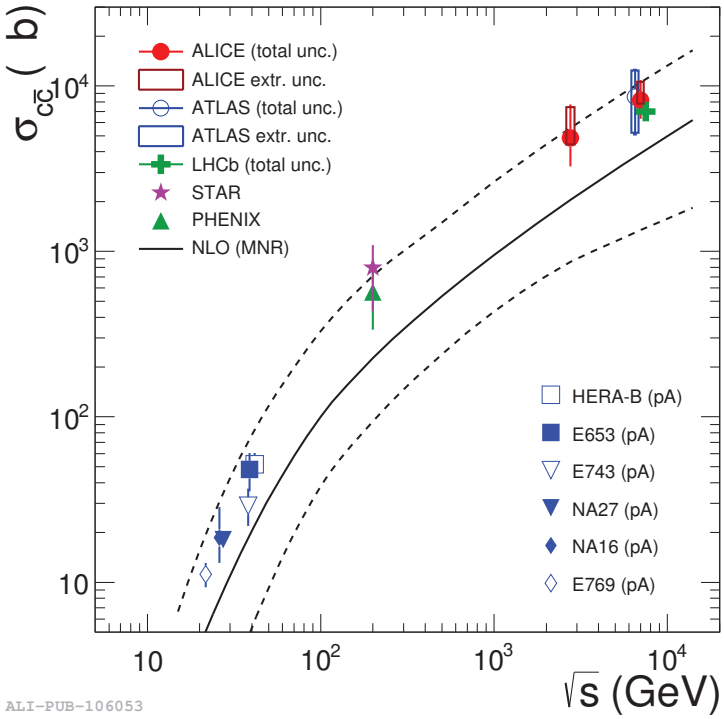

FIGURE II.5 – Sections efficaces totales de production de paires $c\bar{c}$ en fonction de l'énergie de collision dans le centre de masse, évaluées par plusieurs expériences [76].

II.B-2 Principaux résultats expérimentaux

Les sections efficaces de production des mésons charmés et beaux ont été mesurées puis comparées aux différentes approches théoriques sur un vaste domaine cinématique et d'énergie de collision. Nous en avons un exemple figure II.6 avec les sections efficaces de production des mésons D^0, D^+, D_s^+ [77] et D^{*+}, mesurées par ALICE dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, mises en parallèle des modèles GM-VFNS [60], FONLL [61, 62], factorisation en k_T [63] et POWHEG [68, 69]+PYTHIA 6 [64] respectivement. Les modèles GM-VFNS et FONLL sont en accord avec les mesures des mésons D, dans la limite des incertitudes, pour plusieurs énergies de

7. Un parton éloigné des autres partons en observe-t-il la somme des couleurs ?

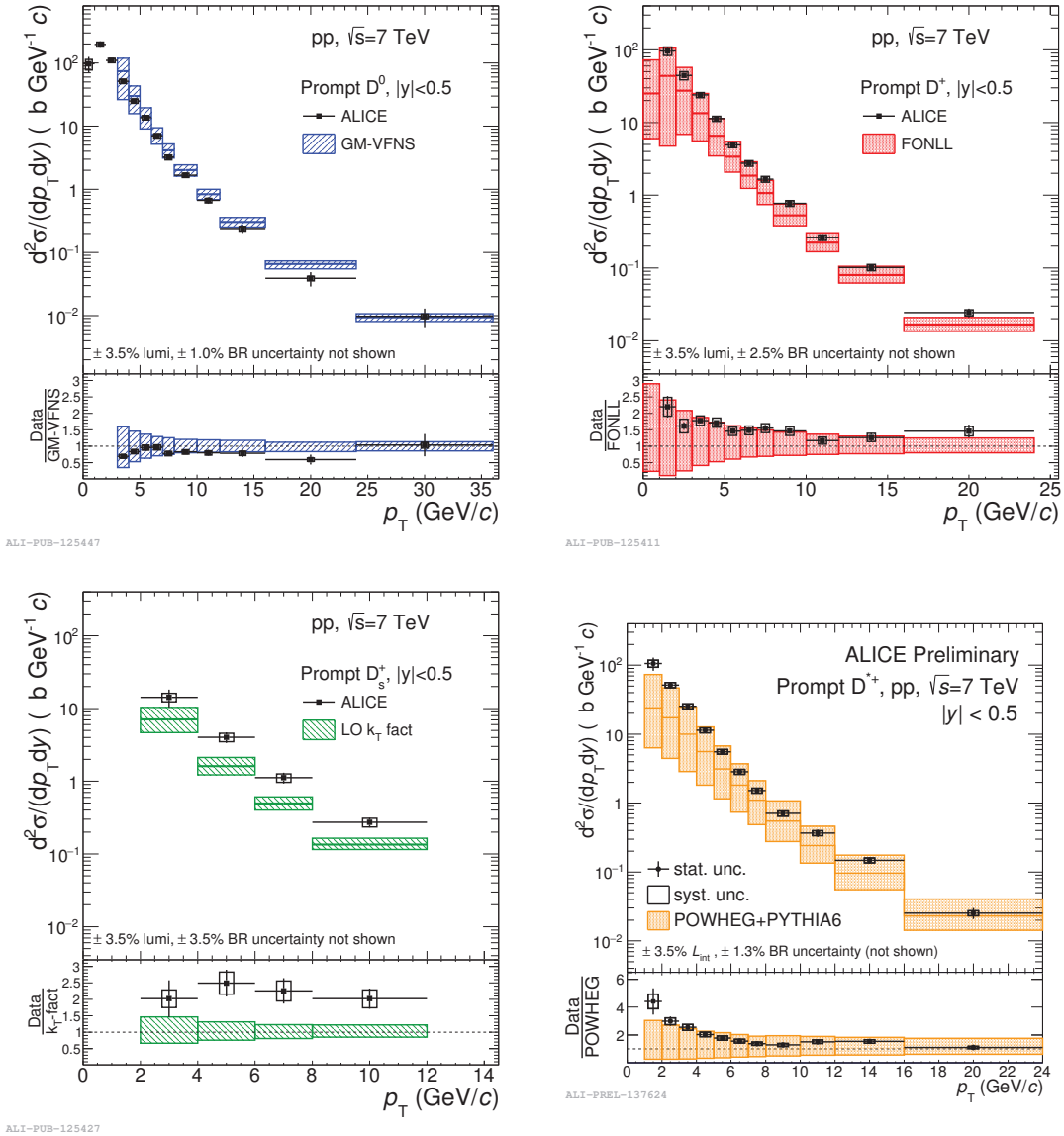

FIGURE II.6 – Sections efficaces différentielles de production des mésons D mesurées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV et comparées à différents modèles : mésons D^0 (haut, gauche) comparés à GM-VFNS [60], mésons D^+ (haut, droite) comparés à FONLL [61, 62], mésons D_s^+ (bas, gauche) comparés à un modèle de factorisation en k_T [63], et mésons D^{*+} (bas, droite) comparés à POWHEG [68, 69]+PYTHIA 6 [64]. Les résultats des mésons D^0, D^+ et D_s^+ sont publiés [77], celui du méson D^{*+} est un résultat préliminaire.

collisions (par exemple $\sqrt{s} = 0{,}2$ [78], 2,76 [79] et 7 TeV [77]). Le premier modèle présente généralement un bon accord aux impulsions transverses basses et intermédiaires avec les données et tend à les surestimer légèrement à plus haut p_{T}. Les valeurs centrales du second modèle sous-estiment au contraire les mesures qui se trouvent systématiquement sur la borne supérieure des incertitudes théoriques. Les approches GM-VFNS et FONLL reproduisent également les mesures à très grandes impulsions transverses (jusqu'à 100 GeV/c) de ATLAS [80] et aux grandes rapidités de LHCb ($2 < y < 4{,}5$) [81]. Le modèle de factorisation en k_{T} sous-estime les résultats expérimentaux à $\sqrt{s} = 7$ TeV mais reste discriminant dans les choix des UPDF des gluons [58], en étudiant notamment les formes des sections efficaces obtenues avec différents jeux de UPDF. L'approche algorithmique de Powheg (développement des cascades partoniques, NLO) branchée à celle de Pythia 6 (interaction dure initiale puis hadronisation, LO) reproduit correctement les données à partir des impulsions transverses intermédiaires, mais les sous-estime à bas p_{T}.

La section efficace totale de production des paires $\mathrm{c\bar{c}}$ a également été mesurée dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 2{,}76$ TeV par ALICE [79] et 7 TeV par ALICE [76], ATLAS [80] et LHCb [81]. Les calculs perturbatifs de QCD décrivent raisonnablement la dépendance en énergie de collision de la section efficace de production des paires $\mathrm{c\bar{c}}$ sur de $\sqrt{s} \simeq 0{,}02$ à 7 TeV (figure II.5). Les incertitudes théoriques sont toutefois relativement larges et les points de mesure sont situés au niveau des limites supérieures.

II.C Saveurs lourdes dans les collisions p–A

La présence d'un noyau atomique dans l'état initial de la collision induit des modifications des mécanismes de production des quarks lourds, par rapport à ceux intervenant dans les collisions pp. En effet, une collision proton–noyau ou noyau–noyau ne peut se réduire à une superposition (incohérente) de collisions nucléon–nucléon indépendantes. Les effets émergents lors des collisions proton–noyau sont souvent catalogués d'effets « nucléaires froids » (*cold nuclear matter*, CNM), par opposition aux effets « nucléaires chauds » intervenant dans les collisions noyau–noyau (dont nous discuterons dans la section II.D). Notons qu'une partie des effets nucléaires froids sont en fait déjà présents dans les collisions pp (diffusions multiples, radiations de gluons) mais leurs amplitudes ne leur permettent pas de se révéler pleinement dans le même régime cinématique.

II.C-1 Modification des fonctions de distribution partonique

Les fonctions de distribution partonique des noyaux ne correspondent pas à une simple somme des PDF des nucléons libres. La fonction de distribution d'une saveur de parton i d'un nucléon lié dans un noyau $f_i^A(x, Q^2)$ (on parle de PDF nucléaire ou nPDF) diffère de celle d'un nucléon libre $f_i^{\mathrm{free}}(x, Q^2)$, par la relation :

$$f_i^A(x, Q^2) = R_i^A(x, Q^2)\, f_i^{\text{free}}(x, Q^2) \tag{II.8}$$

avec $R_i^A(x, Q^2)$ le facteur de modification nucléaire, évalué pour une fraction d'impulsion longitudinale x et une échelle d'énergie Q^2 fixées [82]. Une valeur de ce facteur inférieure à l'unité révèle un dépeuplement des partons de saveur i dans le nucléon lié par rapport au nucléon libre, tandis qu'une valeur supérieure à l'unité signale leur renforcement. Un exemple de paramétrisation du facteur R_i^A (EPPS16 [83]) est présenté figure II.7.

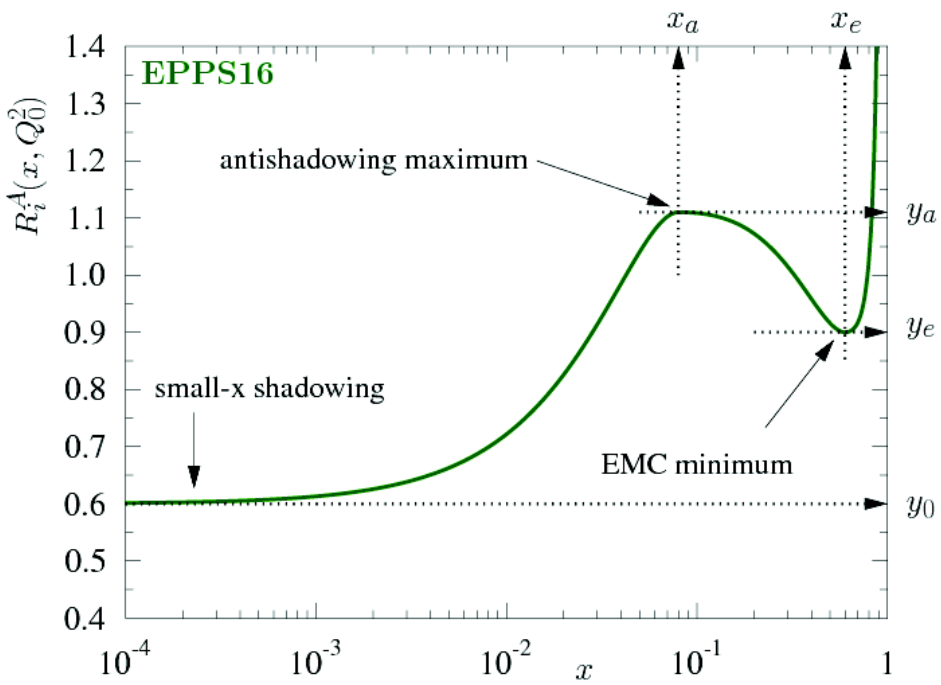

FIGURE II.7 – Exemple de facteur de modification nucléaire R_i^A, de paramétrisation EPPS16 [83] évaluée à $Q_0^2 = (1{,}3\ \text{GeV})^2$.

Il existe plusieurs régimes du facteur R_i^A en fonction de la région de x explorée. Notons que la compréhension des phénomènes intervenant dans le noyau, aux différents x, n'est pas encore complète plus de 30 ans après la découverte des premières modifications nucléaires, dans les diffusions profondément inélastiques muon–noyau mesurées par l'expérience EMC (*European Muon Collaboration*) du CERN en 1983 [84]. Passons ces régimes distincts en revue :

***Shadowing* :** un dépeuplement des PDF nucléaires pour $x \lesssim 0{,}1$, qui s'accentue avec l'augmentation du nombre de masse A du noyau. Plusieurs interprétations de ce phénomène cohabitent. Un premier modèle se fonde sur des fluctuations de photons virtuels en paires quark–antiquark (en mésons vecteurs ayant les mêmes nombres quantiques que le photon). Une deuxième interprétation courante invoque des interférences destructives de

par des diffusions multiples entre les partons des différents nucléons [85], à l'origine de superpositions et de fusions de partons de bas x.

Anti-*shadowing* : un renforcement des PDF des noyaux dans le domaine $0{,}1 \lesssim x \lesssim 0{,}25$. Les diffusions multiples entre partons de différents nucléons, évoquées dans le cas du *shadowing*, généreraient des interférences constructives (par exemple par fusion de gluons).

Effet EMC : un dépeuplement des PDF nucléaires dans $0{,}25 \lesssim x \lesssim 0{,}8$, affectant essentiellement les quarks de valence et quasiment indépendant de l'impulsion transférée Q^2. Cet effet aurait pour origine le fait que les quarks des nucléons liés disposeraient d'un plus large volume de confinement que dans les nucléons libres. En raison du principe d'incertitude, les quarks porteraient en conséquence une plus faible fraction de l'impulsion des nucléons. L'interprétation de l'effet EMC ne fait toutefois pas consensus [84].

Agitation de Fermi : un renforcement des PDF nucléaires pour $x \gtrsim 0{,}8$. Ce dernier serait dû au mouvement thermique des nucléons dans le noyau renforçant leurs impulsions transverses vis-à-vis de celles des nucléons libres.

Mentionnons, de plus, un modèle phénoménologique candidat à la description du *shadowing* nucléaire : le condensat de verre de couleur (*color glass condensate*, CGC) [86]. Ce dernier suppose une augmentation de la densité partonique dans les noyaux ultra-relativistes contractés [8], qui saturerait aux très basses valeurs de x de par une balance des divisions de gluons ($\mathrm{g} \to \mathrm{gg}$) et des recombinaisons de gluons ($\mathrm{gg} \to \mathrm{g}$). Le terme de « verre » fait référence au fait que l'échelle de temps de l'évolution du condensat de couleur est grande par rapport au temps caractéristique de la collision proton–noyau.

Les paramétrisations des PDF nucléaires, ainsi que leur dépendance en Q^2 et en nombre de masse, sont déterminées à l'aide de données expérimentales. Les nPDF sont extraites pour les gluons et les quarks de valence et de la mer, usuellement par des analyses globales de QCD perturbatives. Elles s'appuient, par exemple, sur des mesures de diffusions inélastiques profondes lepton–noyau, de productions des processus Drell-Yan dans les collisions proton–noyau, et, plus récemment, sur des mesures de production des mésons de saveur lourde (mésons D et B, charmonium et bottomonium) dans les collisions proton–plomb (p–Pb) du LHC [87]. Les paramétrisations EPPS16 [83] et nCTEQ15 [88], de précision NLO, sont parmi les plus robustes. Les différentes paramétrisations possèdent généralement de larges incertitudes aux basses valeurs de x, notamment pour les nPDF extrapolées des gluons, du fait de l'absence de mesures expérimentales suffisantes pour contraindre les analyses QCD.

8. Au sens de la contraction de Lorentz.

II.C-2 Effet Cronin

Un renforcement de la production des hadrons d'impulsion transverse intermédiaire (2–6 GeV/c), dans les collisions proton–noyau par rapport aux collisions pp, a été observé pour la première fois au Fermilab [89] et désigné sous l'appellation de renforcement (ou d'effet) Cronin. Cette observation, confirmée par la suite, est interprétée comme la conséquence de multiples diffusions élastiques douces des partons du noyau avant (et éventuellement après) l'interaction dure de la collision. Ces dernières conduisent à un élargissement de la distribution en impulsion transverse k_{T} des partons — d'où la dénomination de « élargissement en k_{T} » — et, en conséquence, du renforcement de l'impulsion transverse des hadrons générés. Le phénomène d'élargissement en k_{T} semble s'atténuer à haute énergie de collision, notamment au LHC, où les effets d'interférence entre partons (II.C-1) peuvent devenir dominants [90]. À ce propos, la mesure par ALICE de la production des particules chargées dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV n'offre qu'une indication d'un renforcement [91], alors que ce dernier est très marqué dans les collisions deutéron–or à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 0{,}2$ TeV [92]. Par ailleurs, le cadre phénoménologique du condensat de verre de couleur (II.C-1) reproduit également le renforcement (ou son indication) en impulsion transverse observé pour les particules chargées aux énergies du RHIC et du LHC [93].

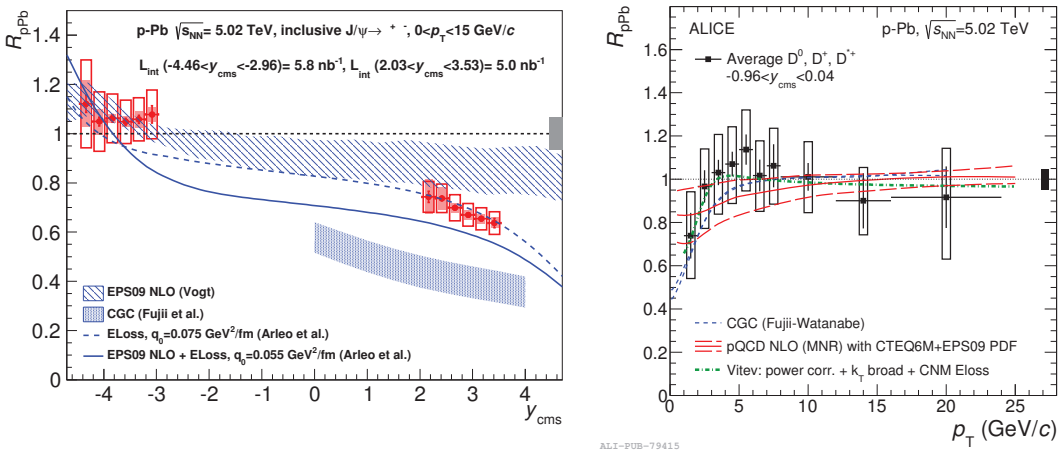

FIGURE II.8 – Facteurs de modification nucléaire des mésons J/ψ en fonction de la rapidité [94] (gauche) et des mésons D^0, D^+, D^{*+} (moyennés) en fonction de l'impulsion transverse [76, 95] (droite) dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV de 2013. Des modèles de modification nucléaire des distributions partoniques, de condensat de verre de couleur et de perte cohérente d'énergie sont comparés aux données.

II.C-3 Perte cohérente d'énergie

Un autre effet possiblement émergeant en présence d'un noyau dans l'état initial de la collision est la perte radiative d'énergie des partons dans l'environnement

nucléaire froid. Effectivement, le formalisme de perte d'énergie dans la matière nucléaire chaude (que nous évoquerons dans la section II.D-2) serait applicable dans le cas des collisions proton–noyau [96] pour des dipôles de couleur, particulièrement pour les paires $c\bar{c}$. Ce modèle de perte cohérente d'énergie est basé sur des interférences de gluons radiés à petits angles dans les états initiaux et finaux. Contrairement à l'élargissement en k_{T} (II.C-2) qui renforce la production des hadrons aux impulsions transverses intermédiaires dans les collisions proton–noyau, par rapport aux collisions pp, les pertes cohérentes d'énergie tendent à atténuer la production des hadrons. Le modèle historique de perte cohérente d'énergie a pour unique paramètre libre l'énergie transférée moyenne, qui peut être fixée par des mesures expérimentales sur cible fixe. Les pertes cohérentes d'énergie, qui pourraient constituer l'un des effets nucléaires dominants dans les collisions proton–noyau, sont capables de reproduire à elles-seules (sans autres effets nucléaires) le rapport de production des mésons J/ψ dans les collisions p–Pb et pp [94].

II.C-4 Principaux résultats expérimentaux

Les effets nucléaires froids sont majoritairement étudiés expérimentalement à travers des facteurs de modification nucléaire, R_{pA} (Eq. I.5), des collisions proton–noyau. Dans le cas des saveurs lourdes, par exemple, les facteurs R_{pPb} des mésons J/ψ [94] et des mésons D^0, D^+ et D^{*+} (moyennés) [76, 95] ont été mesurés dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV (figure II.8). En ce qui concerne la production des mésons J/ψ, le léger renforcement aux rapidités arrières ($-4{,}46 < y < -2{,}96$) et la suppression aux rapidités avants ($2{,}03 < y < 3{,}53$) sont des signes d'effets nucléaires. Toutefois, les modèles de modification des fonctions de distribution partonique, de type EPS09 [82], ou de condensat de verre de couleur [86] (II.C-1) ne parviennent pas à reproduire l'ampleur des effets nucléaires. Seules les pertes cohérentes d'énergie (II.C-3) réussissent à expliquer les mesures expérimentales. La même observable, cette fois mesurée pour les mésons D^0 par LHCb [97], valide quant à elle les modèles de PDF nucléaires et de CGC. Les modèles rejetés par les données du méson J/ψ (nPDF EPS et CGC) sont en accord avec les mesures de la production des mésons D. Pour ces derniers, le facteur R_{pPb} semble indiquer un renforcement modéré aux impulsions transverses intermédiaires (autour de 5–6 GeV/c), usuellement expliqué par le phénomène d'élargissement en k_{T} (II.C-2). Les incertitudes de mesures des données de 2013 ne permettent cependant pas de distinguer entre les différents modèles d'effet nucléaire testés.

II.D Saveurs lourdes dans les collisions A–A

Tel que mentionné dans la section II.A, les quarks lourds, produits dans les premiers instants des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, sont utilisés comme sondes du plasma de quarks et de gluons. Leurs interactions avec le milieu déconfiné modifient leurs propriétés dynamiques, qui peuvent être étudiées en aval de la collision par la mesure de la production des hadrons de saveur lourde. En particulier, il est possible de sonder les pertes d'énergie des quarks lourds dans

le milieu, via des collisions élastiques (II.D-1) et des processus radiatifs (II.D-2), déjà brièvement abordées pour l'atténuation des jets (I.B-3.iii).

L'interaction des quarks lourds dépend fortement des propriétés du QGP (section 4.3 de [59]) :

- **Le libre parcours moyen** du quark lourd dans le milieu déconfiné, décrit par $L_{\text{milieu}} = 1/(\rho_{\text{milieu}}\sigma)$, où ρ_{milieu} est la densité de couleur du QGP et σ la section efficace d'interaction du quark lourd avec le milieu ;
- **L'opacité N** du milieu, définie par le nombre de diffusions que subit le quark lourd sur une distance L : $N = L/L_{\text{milieu}}$;
- **La masse de Debye d'écrantage** m_{D} qui caractérise l'échange d'impulsion typique avec le milieu, proportionnelle à sa température ;
- **Le coefficient de transport** $\hat{q}$ correspondant à la quantité de mouvement transverse, au carré, moyenne transférée par le parton au milieu, par unité de libre parcours moyen : $\hat{q} \sim \langle k_{\text{T}}^2 \rangle / L_{\text{milieu}}$.
- **Le coefficient de diffusion spatiale** relié au coefficient de diffusion d'impulsion k et à la température du milieu T_{QGP} par $D_s = (2T_{\text{QGP}}^2)/k$, et qui caractérise la dynamique des quarks lourds non-relativistes traversant le milieu.

II.D-1 Perte d'énergie par collision

Les partons de haute énergie se propageant au travers du QGP perdent de l'énergie par des diffusions élastiques successives avec les partons du milieu, essentiellement gluons et quarks légers. Ce mécanisme est très similaire, en termes de structure, aux pertes d'énergie par ionisation des particules chargées dans la matière ordinaire (interactions électromagnétiques). Les interactions des quarks lourds, par diffusions élastiques avec les partons légers, sont présentées figure II.9 à l'ordre dominant en α_s. Notons que les « canaux en s » des diagrammes (annihilation quark–antiquark de même saveur) peuvent être négligés car leur probabilité est en-deçà du pourcent [9] [48]. En supposant un quark lourd de masse m_{Q} grande devant la température du milieu ($m_{\text{Q}} \gg T_{\text{QGP}}$) et d'énergie incidente élevée ($E_{\text{Q}} \gg m_{\text{Q}}$), la perte d'énergie d'un quark lourd par collision s'exprime, à l'ordre dominant, par [98] :

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi\alpha_s^2 T_{\text{QGP}}^2}{3}\left[\left(1+\frac{n_{\text{f}}}{6}\right)\ln\left(\frac{E_{\text{Q}}\,T_{\text{QGP}}}{m_{\text{D}}^2}\right) + \frac{2}{9}\ln\left(\frac{E_{\text{Q}}\,T_{\text{QGP}}}{m_{\text{Q}}^2}\right) + O(1)\right] \quad \text{(II.9)}$$

avec n_{f} le nombre de saveurs considérées dans les diagrammes de Feynman et $m_{\text{D}} = 4\pi\alpha_s T_{\text{QGP}}^2(1 + n_{\text{f}}/6)$ la masse de Debye d'écrantage, qui caractérise l'échange typique d'impulsion avec le milieu.

9. Dans les cas des diffusions élastiques des quarks légers, ces diagrammes ne sont plus négligeables et doivent être pris en compte.

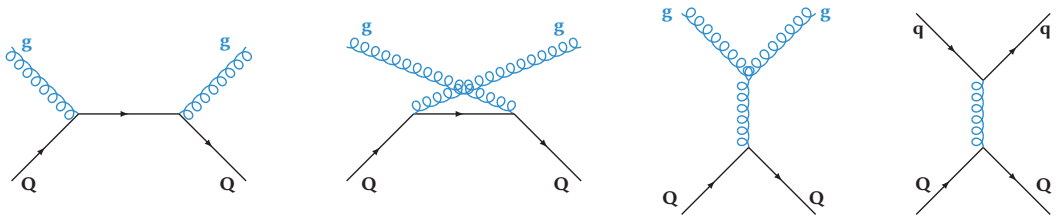

FIGURE II.9 – Diagrammes de Feynman à l'ordre dominant (LO) de la diffusion d'un quark lourd avec un parton léger.

La propagation des quarks lourds dans le plasma de quarks et de gluons est assimilable à un mouvement stochastique, dicté par de multiples diffusions élastiques (section 4.3.1 de [59]). Elle est liée aux coefficients de transport émergents des processus élastiques $2 \to 2$ dans une équation de Langevin relativiste :

$$\frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} = -\eta_{\mathrm{D}}(p)\,\vec{p} + \vec{\xi}(t) \tag{II.10}$$

avec $\vec{p}$ l'impulsion du quark lourd au temps t, et où le terme de gauche représente une force de friction, et celui de droite décrit un bruit stochastique. Les échanges moyens d'impulsions transverse et longitudinale par unité de temps, encodés par les coefficient de transport κ_{T} et κ_{L} respectivement, sont englobés dans le coefficient de friction η_{D} et le terme de bruit $\vec{\xi}(t)$. L'évolution des quarks lourds dans le QGP est simulée en évaluant la quantité $\vec{p}(t+\Delta t) - \vec{p}(t)$ à des temps t successifs.

II.D-2 Perte d'énergie par radiation

Une seconde source de perte d'énergie des partons traversant le plasma de quarks et de gluons est la radiation de gluons, par des processus $2 \to 3$ de type $\mathrm{q(g)Q} \to \mathrm{q(g)Qg}$, où q(g) représente un parton léger du milieu et Q le parton radiateur. Dans le cas des radiations, le couplage différents des quarks et des gluons doit être pris en compte, à travers le facteur de charge de couleur, le facteur de Casimir C_{R} (4/3 pour les quarks et 3 pour les gluons). La perte radiative d'énergie des partons, décrite dans le formalisme de BDMPS [10] [42], est également proportionnelle aux propriétés du milieu :

$$\langle \Delta E \rangle \propto \alpha_s\, C_{\mathrm{R}}\, \hat{q}\, L^2 \tag{II.11}$$

où L est la longueur de matière nucléaire traversée par le parton et $\hat{q}$ le coefficient de transport du milieu, estimé typiquement à $\hat{q} = 0{,}01\ \mathrm{GeV}^2/\mathrm{fm}$ dans la matière froide (II.C) et à $\hat{q} = 0{,}2\ \mathrm{GeV}^2/\mathrm{fm}$ dans le plasma de quarks et de gluons. La perte radiative d'énergie est indépendante de l'énergie initiale du parton et d'autant plus importante que la distance parcourue est grande. De plus, $\langle \Delta E \rangle$ étant proportionnel à $\alpha_s C_{\mathrm{R}}$, un gluon perd $9/4 = 2{,}25$ fois plus d'énergie qu'un quark, de manière radiative.

10. Baier-Dokshitzer-Mueller-Peigné-Schiff.

En outre, les radiations de gluons par les quarks lourds sont supprimées aux petits angles. Cet effet, connu sous le nom d'effet « du cône vide » (*dead cone effect*) [99], prédit une suppression des émissions de gluons aux angles inférieurs à $\theta_0 = m_Q/E_Q$. La suppression est donc d'autant plus importante que la masse du quark est élevée. Cet ordonnancement en angle d'émission des gluons, limitera la perte radiative d'énergie des quarks lourds par rapport aux partons légers. Le phénomène de cône vide est supposé pertinent pour des énergies de quark lourd allant jusqu'à $E_Q \simeq 100$ GeV.

Le transport des quarks lourds dans le milieu déconfiné, tenant compte des pertes d'énergie par collisions (II.D-1) et par radiations de gluons, peut être modélisé par l'équation de Langevin relativiste introduite précédemment (Eq. II.10) à laquelle on ajoute un terme $\vec{f}_g$. Ce dernier représente une force de recul exercée sur le quark lourd par les gluons radiés par le milieu (section 4.4.2 de [59]). Dans la dynamique des quarks lourds, les pertes relatives d'énergie par collisions dominent aux basses impulsions transverses, tandis que celles par radiations de gluons prédominent la région des hauts p_T (figure II.10, gauche). De plus, compte tenu de la dépendance en masse des processus de pertes d'énergie (à travers l'effet du cône vide pour les radiations), les pertes d'énergie sont globalement plus importantes pour les quarks charmés que pour les quarks beaux.

De par les dépendances en masse et en charge de couleur des pertes d'énergie, on s'attend à ce que ces dernières soient plus importantes pour les partons légers que pour les partons lourds, suivant l'ordonnancement en masse :

$$\Delta E_g > \Delta E_{u,d,s} > \Delta E_c > \Delta E_b \tag{II.12}$$

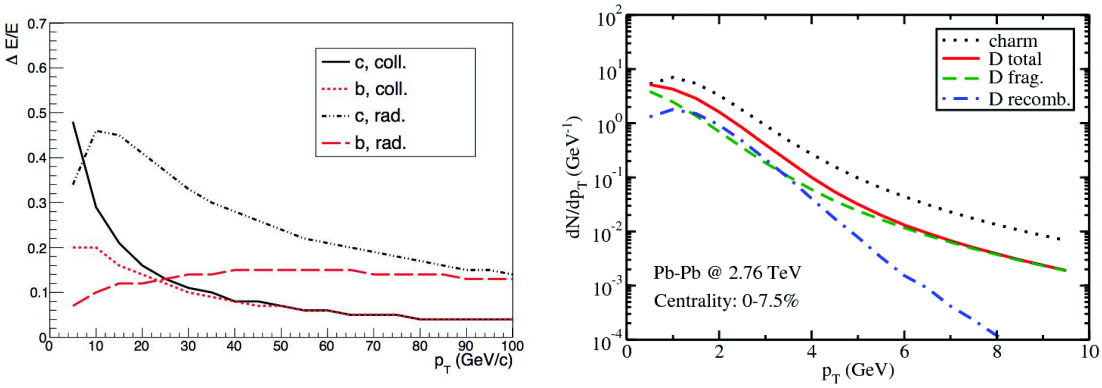

FIGURE II.10 – Gauche : pertes relatives d'énergie par collision et radiation de gluons des quarks charmés et beaux dans le milieu, pour une température de $T_{QGP} = 304$ MeV dans le modèle de Djordjevic (section 4.3 de [59]). Droite : contribution relative des mécanismes de hadronisation des mésons D dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV [100].

II.D-3 Hadronisation des quarks lourds dans le QGP

Nous avons déjà évoqué le mécanisme de hadronisation par fragmentation dans les collisions pp, où des paires quark–antiquark peuvent apparaître du vide, moyennant un apport d'énergie, pour former des hadrons (II.B-1.iii). Un autre mécanisme permet de décrire la formation de hadrons : la *recombinaison* ou *coalescence*. Dans cette approche, notamment appropriée pour les systèmes denses de partons, les quarks déconfinés proches en position et en impulsion peuvent se combiner pour former un hadron [101]. La mesure des rapports de production des baryons et mésons étranges $\Lambda/\mathrm{K}^0_\mathrm{S}$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 2{,}76$ TeV [102] montre effectivement un renforcement de la production des baryons à p_T intermédiaire (2–6 GeV/c), par rapport à celle des mésons. Cette observation pourrait s'expliquer par un affermissement du mécanisme de recombinaison dans la phase déconfinée, où deux ou trois quarks d'impulsion faible et comparable pourraient s'apparier. Le mécanisme de recombinaison est essentiellement pertinent aux basses impulsions transverses, tandis qu'aux hautes impulsions transverses (après 4–5 GeV/c) la fragmentation, indépendante en p_T, prend le dessus. C'est ce qui est attendu, par exemple, pour l'hadronisation des mésons D dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 2{,}76$ TeV les plus centrales [100] (figure II.10, droite).

Dans la plupart des modèles, la recombinaison de partons est calculée de manière probabiliste, sans tenir compte de la dynamique réelle du processus. Les partons sont supposés reposer sur une hypersurface sur laquelle les probabilités de coalescence en méson ($2 \to 1$) et baryon ($3 \to 1$) peuvent être définies. L'abondance des mésons créés par recombinaison dépend typiquement [103, 104] :

- de la saveur des quarks et de leur densité sur l'hypersurface ;
- de la distribution spatiale et en impulsion des quarks ;
- de la différence relative des impulsions des quarks à apparier ;
- d'un paramètre de largeur, lié au rayon des hadrons produits.

Ces dernières années, plusieurs indications d'une contribution importante de la recombinaison dans l'hadronisation des quarks charmés on été relevées dans les collisions d'ions lourds. Les mesures du facteur de modification nucléaire des mésons J/ψ inclusifs au LHC et au RHIC suggère une participation importante de la coalescence dans l'hadronisation des quarks charmés [105, 106] Nous reviendrons sur les conséquences du mécanisme de coalescence, spécifiquement dans le cas des mésons D^+_s, dans la section II.F.

II.D-4 Principaux résultats expérimentaux

Les pertes d'énergie des hadrons de saveur lourde sont communément étudiées expérimentalement à l'aide du facteur de modification nucléaire des collisions noyau–noyau. En effet, les pertes d'énergie des quarks lourds doivent se répercuter au niveau des hadrons par une suppression de leur production, pour un intervalle de haute impulsion transverse donné, par rapport aux collisions pp. En particulier, l'ordonnancement des pertes d'énergie des partons (Eq. II.12) est naïvement

supposé se traduire par une hiérarchisation des facteurs de modification nucléaire à haut p_{T} :

$$R_{\mathrm{AA}}(\mathrm{g}) < R_{\mathrm{AA}}(\mathrm{u,d,s}) < R_{\mathrm{AA}}(\mathrm{c}) < R_{\mathrm{AA}}(\mathrm{b}) \tag{II.13}$$

Le facteur R_{AA} des mésons D a été mesuré par ALICE dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV en fonction du nombre moyen de participant $\langle N_{\mathrm{part}} \rangle$ [107], un estimateur de la centralité de la collision (I.B-2), dans un intervalle d'impulsion transverse de 8 à 16 GeV/c (figure II.11, gauche). Tout comme les atténuations de jets (I.B-3.iii), le production des mésons D est d'autant plus supprimée dans les collisions Pb–Pb que ces dernières sont centrales, du fait de l'accroissement en densité, taille et durée de vie du milieu créé. La production des mésons D est supprimée d'un facteur 5–6 dans les collisions Pb–Pb les plus centrales (0–10%) au regard des collisions pp. Le facteur R_{AA} des mésons D est comparé à celui des pions chargés mesuré par ALICE [108] et celui des J/ψ issus de la désintégration de mésons beaux, servant de mesure indirecte de la production des mésons B, mesuré par CMS [109], dans des domaines cinématiques comparables. L'ordonnancement escompté des R_{AA} (Eq. II.13) est respecté entre hadrons de saveur lourde, mais pas pour les hadrons légers. Expérimentalement, on trouve finalement :

$$R_{\mathrm{AA}}(\pi^{\pm}) \simeq R_{\mathrm{AA}}(\mathrm{D}) < R_{\mathrm{AA}}(\mathrm{J}/\psi \leftarrow \mathrm{B}) \tag{II.14}$$

Cette observation peut toutefois s'expliquer par une compensation de la dépendance en masse et en charge de couleur de la perte d'énergie des partons avec des distributions en p_{T} et des fonctions de fragmentation différentes pour les partons légers et les quarks lourds.

Les facteurs R_{AA} des mésons D non-étranges D^0, D^+ et D^{*+} ont également été mesurés en fonction de l'impulsion transverse, pour plusieurs centralités de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ [110, 111] et 5,02 TeV [112]. Ces facteurs sont équivalents quelle que soit l'espèce de méson D non-étrange considérée et donc moyennés pour obtenir une mesure plus précise. Les facteurs R_{AA} consécutifs des mésons D présentent des suppressions d'amplitude équivalentes entre les deux énergies de collision, croissantes avec l'impulsion transverse et trouvant leur maximum de suppression autour de 6–10 GeV/c. Dans cette région, la production des mésons D est diminuée d'un facteur 5 (2,5) pour les collisions Pb–Pb de centralité 0–10% (30–50%) par rapport à une superposition de collisions binaires de nucléons. Les suppressions sont similaires entre les deux énergies de collision, ce qui est compatible avec l'hypothèse d'une augmentation de température du milieu, qui devrait diminuer les valeurs du R_{AA} de 10% de 2,76 à 5,02 TeV, et l'hypothèse d'un raffermissement de la distribution en p_{T} des quarks charmés, qui tend à atténuer le facteur R_{AA} d'environ 5% si la température était constante. Le facteur de modification nucléaire des mésons $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$ sera discuté section II.F.

La mesure de l'écoulement elliptique, observable v_2 (I.B-3.ii), des mésons D non-étranges a été mesuré dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV [113] (centrales, semi-centrales et semi-périphériques) et 5,02 TeV [114] (semi-centrales). Dans ce dernier cas, la première mesure du v_2 des mésons $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$ a également été réalisée (figure II.11, droite). À basse impulsion transverse, la mesure permet d'évaluer le

degré de thermalisation des quarks lourds dans le milieu. Jusqu'aux p_{T} intermédiaires, le v_2 est sensible à leurs mécanismes de hadronisation. Aux hautes impulsion transverse, la dépendance en libre parcours moyen de la perte d'énergie des quarks lourds dans le QGP peut être examinée. Dans le cas des mésons D, l'écoulement elliptique est du même ordre de grandeur (ou légèrement plus faible) que celui des pions chargés. Cela suggère une thermalisation significative des quarks charmés dans le milieu déconfiné aux énergies du LHC.

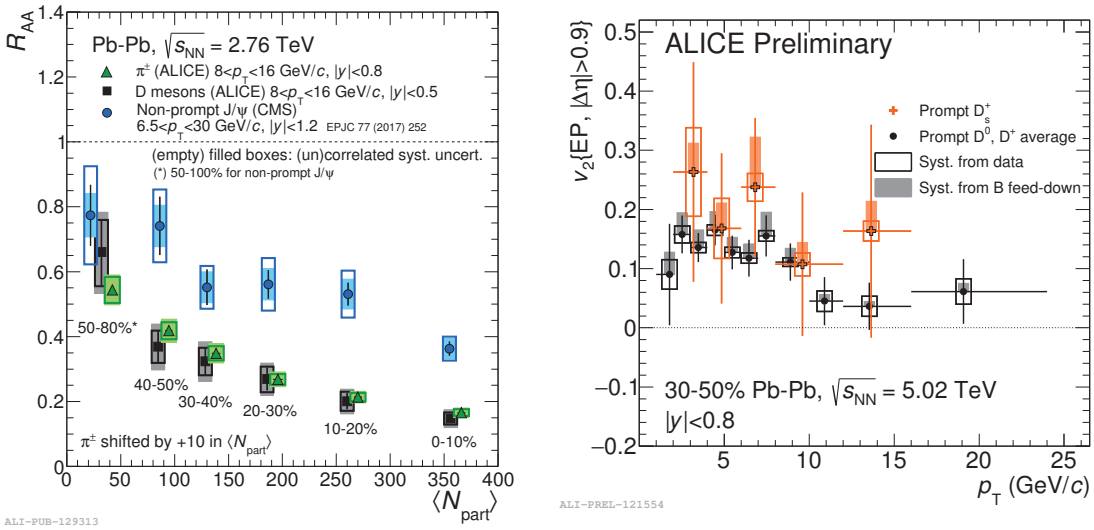

FIGURE II.11 – Gauche : facteurs de modification nucléaire des mésons $\pi^{\pm}$, D et J/$\psi \leftarrow$ B en fonction de $\langle N_{\mathrm{part}} \rangle$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV [115]. Droite : écoulement elliptique des mésons D^0 et D^+ (moyennés) et $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^+$ pour la classe de centralité 30–50% dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV [114].

II.E Similitudes aux saveurs légères

En raison de la masse élevée des quarks charmés, on pouvait s'attendre, avant le démarrage du LHC, à ce que leur comportement se distingue sensiblement de celui des quarks de saveur légère dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Les résultats obtenus jusqu'à présent au LHC ne semblent pas complètement aller en ce sens :

- Dans les collisions p–Pb centrales 0–10% et périphériques 60–100%, le facteur de modification nucléaire des mésons D est similaire avec celui des particules chargées (largement dominé par les particules légères) [30, 116]. De même, le rapport du taux de production des mésons D dans les collisions centrales et dans les collisions périphériques (Q_{CP}) est équivalent à celui des particules chargées [117].
- L'écoulement elliptique du méson D^0 (mesure de v_2), mesuré par la collaboration CMS dans les collisions p–Pb de hautes multiplicités [118], est significativement positif au-delà de 2 GeV/c. Bien que de plus faible amplitude

que celui des particules étranges, la mesure peut suggérer un comportement collectif des quarks lourds dans de telles collisions.

- Pour toutes les centralités étudiées des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2{,}76$ [119] et 5,02 TeV [112], le facteur de modification nucléaire des mésons D de haute impulsion transverse ($p_T > 6$ GeV/c) est similaire à celui des pions chargés de même impulsion transverse.
- Au-dessus de 2 GeV/c, l'écoulement elliptique des mésons D dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2{,}76$ TeV [113] (centralité 0–10%, 10–30% et 30–50%) et à 5,02 TeV [114] (centralité 30–50%) s'ajuste sur celui des pions chargés.

Le fait que le quark charmé se comporte de façon comparable aux quarks légers dans les petits systèmes (collisions p–Pb) est particulièrement surprenant. Dans les collisions d'ions lourds, les quarks beaux, contrairement aux quarks charmés, semblent se différencier des quarks légers, par exemple d'après les mesures du R_{AA} des J/ψ issus de la désintégration de hadrons beaux (II.11, gauche). Sur ce point, des mesures fines des hadrons beaux, entre autres des mesures d'écoulement elliptique, et leur étude dans les petits systèmes seraient particulièrement attrayantes.

II.F Spécificités des mésons D_s^+

À la différence des mésons D^0, D^+ et D^{*+}, qui possèdent un quark de valence léger, le méson D_s^+ contient un quark de valence étrange. Cette exception le rend-il sensible à des effets physiques particuliers ?

La spécificité la plus évidente du méson D_s^+, à l'égard des mésons D non-étranges, concerne sa production par hadronisation des quarks charmés via le mécanisme de recombinaison (II.D-3). Effectivement, la surabondance de quarks étranges dans les collisions Pb–Pb, suggérée par le renforcement des particules étranges produites dans ces collisions par rapport aux collisions pp [120], pourrait modifier les abondances relatives entre mésons D_s^+ ($c\bar{s}$) et mésons D^0, D^+, D^{*+} ($c + (\bar{u}$ ou $\bar{d})$). Cet effet est le plus susceptible de se réaliser aux impulsions transverses basses et intermédiaires, où la contribution du mécanisme de recombinaison à l'hadronisation est importante. Ainsi certains modèles [121, 122], incluant un mécanisme de recombinaison en plus de la fragmentation usuelle dans un milieu dense en partons, prédisent une augmentation relative des mésons D_s^+ vis-à-vis des mésons D non-étranges dans les collisions Pb–Pb. Les modèles TAMU [121] et *Parton-Hadron-String Dynamics* (PHSD) [122] prédisent de ce fait une hiérarchie des facteurs de modification nucléaire, R_{AA} (Eq. I.5), des mésons D jusqu'aux impulsions transverses intermédiaires : $R_{AA}(D_s^+) > R_{AA}(D^0, D^+, D^{*+})$. Ceci est illustré figure II.12 (gauche) dans le cas des prédictions du modèle TAMU. De plus, les mésons D sont supposés bénéficier d'un écoulement elliptique (I.B-3.ii) 50% plus large en présence de mécanisme de coalescence des quarks charmés avec des quarks plus légers (aux forts effets collectifs) [123], dans les collisions noyau–noyau semi-centrales.

Les facteurs R_{AA} des mésons $\mathrm{D_s^+}$ et D non-étranges (moyenne des mésons $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$) ont été comparés en fonction de l'impulsion transverse pour plusieurs centralités de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV [110, 111] (centralité 0–10% ou 20–50%), mesurés lors du *run* 1. Bien que les valeurs centrales du facteur R_{AA} des mésons $\mathrm{D_s^+}$ soient systématiquement supérieures à celles du R_{AA} des mésons D non-étranges, les deux mesures sont compatibles dans la limite des incertitudes (figure II.12, gauche). Une augmentation relative de la production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ vis-à-vis des mésons D non-étranges ne peut être fermement établie, à partir de ces résultats. Ces mêmes facteurs de modification nucléaire ont récemment été mesurés, avec une plus grande précision, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV (centralités 0–10%, 30–50% et 60–80%) [112] et seront discutés section VI.C-2. Néanmoins nous pouvons d'ores et déjà annoncer que la conclusion de ces nouveaux résultats sera similaire à celle énoncée ci-dessus. Les abondances relatives des mésons $\mathrm{D_s^+}$ aux mésons $\mathrm{D^0}$ et $\mathrm{D^+}$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV ont également été étudiées sous forme de rapports $\sigma(\mathrm{D_s^+})/\sigma(\mathrm{D^0})$ et $\sigma(\mathrm{D_s^+})/\sigma(\mathrm{D^+})$ [111]. Ces derniers sont compatibles (quoique systématiquement supérieures) avec les mêmes mesures dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [77], au vu des incertitudes expérimentales. Des mesures plus précises sont donc nécessaires pour mettre en lumière une potentielle différence de hadronisation entre systèmes.

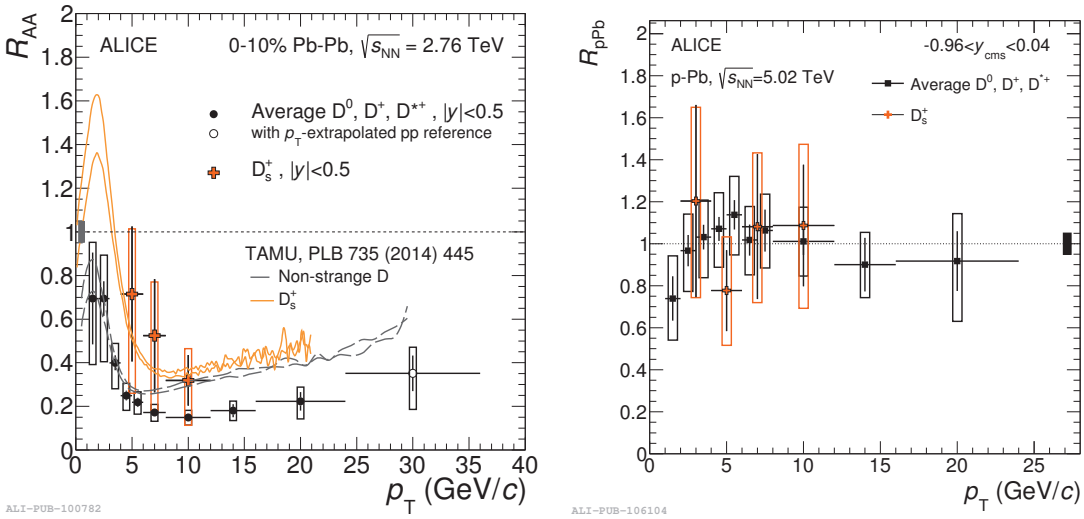

FIGURE II.12 – Facteurs de modification nucléaire des mésons $\mathrm{D_s^+}$ et D non-étranges dans les collisions centrales Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV [110, 111] (gauche) et les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV [76, 95] (droite). Dans le cas des collisions Pb–Pb, les prédictions du modèle TAMU [121] sont présentées.

Une étude fine du renforcement de la population de mésons $\mathrm{D_s^+}$ relativement aux mésons D non-étranges nécessite un examen détaillé de leur production dans les systèmes pp et p–Pb. Les collisions pp fournissent une référence cruciale pour comprendre les différents mécanismes de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ en-dehors de tout effet (chaud ou froid) des noyaux. En particulier, les abondances relatives entre espèces de mésons D y sont mesurées, dans un environnement où le poids

de l'hadronisation par recombinaison est supposé faible face au processus de fragmentation. Par ailleurs, les mésons D_s^+ représentent près de 14% de la population des hadrons charmés (en tenant compte des résonances D_s^{*+}), qui n'est pas à négliger pour une détermination précise de la section efficace totale de production des paires $c\bar{c}$ qui sert de point de référence notamment pour les études de la production du charmonium. De premières mesures de la production des mésons D_s^+, comparées à celles des mésons D non-étranges, ont été réalisées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, à rapidité centrale, par ALICE [77] [11]. Ces mesures sont qualitativement bien reproduites par les calculs perturbatifs de QCD, notamment par le modèle GM-VFNS [60]. Elles sont les plus précises en tant que références aux études des collisions noyau–noyau, mais leurs incertitudes ne permettent pas encore de dévoiler des effets physiques subtils.

D'autre part, il est intéressant d'examiner la dépendance des espèces de mésons D en matière d'effets nucléaires froids. Les mésons D_s^+ et les mésons D non-étranges sont-ils sensibles de la même façon aux effets froids des noyaux ? Si tel n'était pas le cas, un renforcement relatif de l'abondance des mésons D_s^+ dans les collisions noyau–noyau ne serait pas uniquement imputable au mécanisme de recombinaison associé au renforcement d'étrangeté. Le facteur de modification nucléaire des mésons D_s^+ a été comparé à celui des mésons D^0, D^+ et D^{*+} (moyennés) dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV [76, 95] (figure II.12, droite). Au regard des incertitudes de mesures, les facteurs R_{pPb} semble compatibles. Cependant les larges incertitudes des mésons D_s^+ particulièrement, mais aussi des mésons D non-étranges, ne permettent pas de distinguer des effets nucléaires fins. Là encore, l'étude des mésons D_s^+ dans les collisions p–Pb exige des mesures significativement plus précises.

11. La collaboration LHCb a également mesuré la production des mésons D dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [81], de manière très précises, mais aux grandes rapidités, là où nous n'avons pas encore de mesure équivalente dans les collisions noyau–noyau.

Chapitre III

L'expérience ALICE au LHC

III.A Le *Large Hadron Collider* . . . 56
- III.A-1 Chaîne d'accélération . . . 57
- III.A-2 Programme de l'accélérateur . . . 60

III.B ALICE : de la collaboration au détecteur . . . 61
- III.B-1 La collaboration . . . 61
- III.B-2 Le détecteur . . . 61
  - III.B-2.i Système de trajectographie interne, ITS . . . 66
  - III.B-2.ii Chambre à projection temporelle, TPC . . . 67
  - III.B-2.iii Temps de vol, TOF . . . 68
  - III.B-2.iv Compteur V0 . . . 69

III.C Reconstruction d'événements . . . 70
- III.C-1 Reconstruction du vertex d'interaction primaire . . . 70
- III.C-2 Reconstruction des traces . . . 72

III.D Identification de particules . . . 75
- III.D-1 Pertes linéiques d'énergie dans la TPC . . . 76
- III.D-2 Temps de vol par le TOF . . . 76

III.E Environnement hors ligne de calcul . . . 78
- III.E-1 Logiciel AliROOT . . . 79
- III.E-2 Formats de données . . . 79
- III.E-3 Calcul distribué . . . 81
  - III.E-3.i Grille de calcul . . . 81
  - III.E-3.ii Système de trains LEGO . . . 82

Le *Large Hadron Collider* (LHC) est l'accélérateur de particules chargées du CERN, situé dans les environs de Genève. En accélérant des protons jusqu'aux énergies de 6,5 TeV et des noyaux de plomb jusqu'à 2,56 TeV par nucléon, c'est également l'accélérateur offrant l'énergie de collision la plus élevée à l'heure actuelle. Installée sur le pourtour de l'anneau accélérateur, *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE) est l'une des quatre principales expériences du LHC. Celle-ci a pour trait distinctif d'avoir été conçue spécialement pour la caractérisation du plasma de quarks et de gluons, plus généralement pour l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

Dans les premiers temps de ce chapitre (section III.A), nous passerons en revue certaines spécificités techniques du *Large Hadron Collider*, nécessaires pour l'accélération de noyaux atomiques à des énergies ultra-relativistes. Les caractéristiques techniques des systèmes de détection d'ALICE seront présentées section III.B. À partir de ces connaissances, nous verrons comment s'organise la reconstruction d'un événement enregistré dans l'expérience (III.C) et comment l'identification des particules — particularité d'ALICE — est mise en place (III.D). Enfin, nous discuterons des ressources informatiques disponibles (III.E), indispensables pour l'enregistrement et le traitement des données.

III.A Le *Large Hadron Collider*

Le *Large Hadron Collider* [124] (LHC) est un accélérateur de hadrons chargés, sous la responsabilité de l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, plus communément désignée par son acronyme historique, CERN [1]. L'accélérateur, construit dans le tunnel de 26,7 kilomètres de circonférence accueillant initialement le LEP (*Large Electron–Positron collider*), est situé dans la région de Genève, à la frontière franco-suisse, entre 45 et 170 mètres sous la surface du sol. Du fait de ses aimants supraconducteurs fournissant un champ magnétique constant jusqu'à 8,33 T, le LHC accélère des protons, des noyaux de plomb $^{208}_{82}$Pb et, plus marginalement, des noyaux de xénon $^{129}_{54}$Xe aux énergies de l'ordre du TeV. En particulier, l'accélérateur a été optimisé pour collisionner des protons à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV, avec une luminosité instantanée de 10^{34} cm^{-2}s^{-1}, ainsi que des noyaux de plomb à une énergie maximale par paire de nucléons de $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}5$ TeV, pour une luminosité instantanée de 10^{27} cm^{-2}s^{-1}. Quatre expériences principales sont localisées sur le pourtour du LHC et étudient le fruit de ses collisions hadroniques : ALICE [125], ATLAS [126], CMS [127], et LHCb [128].

La mise en service du LHC a été principalement motivée par la recherche du boson de Higgs et d'événements rares au-delà du Modèle Standard de la physique des particules, nécessitant des collisions proton–proton (pp) de très hautes énergies. La découverte du boson de Higgs a été annoncée le 4 juillet 2012, conjointement

1. Le Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, qui donna l'acronyme CERN, est l'organe qui, dès 1952, posa les fondements de l'actuelle Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire.

par les expériences ATLAS [129] et CMS [130]. L'expérience LHCb s'intéresse à la physique des saveurs, spécialement à celle du quark beau, et réalise des mesures précises des paramètres de la violation de la symétrie CP. Parallèlement à ces thématiques de recherche, exécutées à l'aide de collisions pp, l'étude de la physique des ions lourds est rendue possible grâce aux collisions Pb–Pb. Dans ce domaine, ALICE se place en fer de lance avec son expérience spécialisée.

III.A-1 Chaîne d'accélération

Avant d'atteindre l'anneau du LHC et leur énergie de collision, les protons ou les noyaux de plomb transitent par une succession d'accélérateurs devant accroître graduellement leur énergie (Fig. III.1). Notons que les accélérateurs menant au LHC sont en grande partie antérieurs à ce dernier et réutilisés, puisqu'ils étaient initialement employés pour réaliser eux-mêmes des collisions de moindres énergies. Passons en revue les différentes étapes d'accélération des protons et des noyaux de plomb.

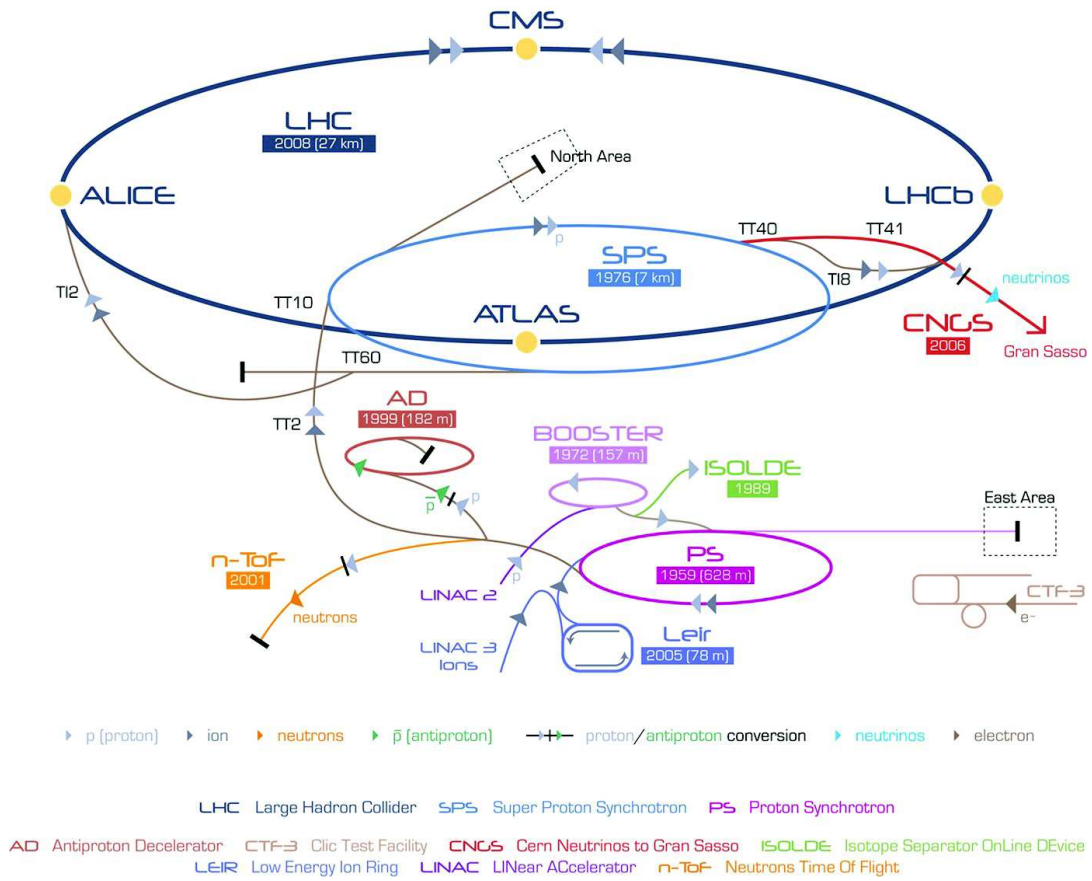

FIGURE III.1 – Complexe d'accélérateurs du CERN [131].

En amont de la chaîne d'accélération, il existe deux chemins possibles suivant que l'on désire accélérer des protons ou des noyaux de plomb. *(i)* Dans le cas des protons, le circuit commence par une bouteille de gaz d'hydrogène. Ce gaz

est passé au travers d'un champ électrique permettant d'arracher les électrons des atomes d'hydrogène, pour n'injecter que leurs noyaux — les protons — dans l'accélérateur linéaire *Linear Accelerator 2* (Linac 2). Ici, les protons sont accélérés jusqu'à atteindre une énergie de 50 MeV avant d'être transférés au synchrotron *Proton Synchrotron Booster* (PSB) qui portera leur énergie à 1,4 GeV. *(ii)* En ce qui concerne les noyaux de plomb, le point de départ est un échantillon pur de plomb ^{208}Pb chauffé à 800°C et dont la vapeur est ionisée, vidée d'une partie de ses électrons, puis dirigée vers le *Linear Accelerator 3* (Linac 3). Poussés jusqu'à une énergie de 4,5 MeV par nucléon, les noyaux de plomb sont encore écrémés des électrons restant puis transmis au *Low Energy Ion Ring* (LEIR) qui permet une accélération à 72 MeV par nucléon [131].

À partir de là, le chemin est identique quelle que soit l'espèce de hadrons accélérés, pour les protons (pour le moment dans le PSB) comme pour les noyaux de plomb (actuellement dans le LEIR). Les noyaux atomiques sont introduits dans le *Proton Synchrotron* (PS) pour une montée en énergie à 25 GeV pour les protons et 5,9 GeV par nucléon pour les noyaux de plomb. S'en suit une accélération des protons, par le *Super Proton Synchrotron* (SPS) de 7 kilomètres de circonférence, jusqu'à 450 GeV et des noyaux de plomb jusqu'à 177 GeV par nucléon. C'est lors du passage du PS au SPS, à travers une feuille de carbone, que les noyaux de plomb sont totalement épurés de leurs électrons et deviennent alors des ions $^{208}\mathrm{Pb}^{82+}$.

En dernier lieu, les noyaux atomiques sont injectés dans les deux tubes à vide de l'anneau du LHC, leur permettant de circuler dans des sens contraires. Le champ magnétique des aimants supraconducteurs du LHC est alors progressivement augmenté et ajusté pour obtenir l'énergie par nucléon désirée. Au cours de la deuxième campagne de prise de mesures du LHC, les énergies maximales atteintes sont, à l'heure actuelle, de 6,5 TeV pour les protons et de 2,56 TeV par nucléon pour les noyaux de plomb. Il faut typiquement une vingtaine de minutes pour amener les faisceaux de protons des 450 GeV du SPS aux énergies du TeV du LHC.

Dans l'anneau du LHC, les faisceaux de protons et de noyaux de plomb ne sont pas continus mais obéissent à une structure bien définie (nécessaire pour garantir la stabilité des faisceaux et la luminosité instantanée fournie aux expériences) dont les éléments constitutifs sont :

- **Les paquets.** Les noyaux atomiques ne sont pas égrainés un à un dans le LHC mais regroupés par paquets. Dans le cas des protons, jusqu'à 2 808 paquets peuvent circuler au même moment dans le LHC, regroupant chacun $1{,}2 \times 10^{11}$ protons (avant toute collision) ;
- **Les trains.** Les paquets ne sont pas équidistants mais rassemblés en groupe de paquets — les trains — potentiellement équidistants. Au minimum, 25 ns séparent les paquets de protons au sein des trains. Les trains, eux, peuvent être distants de quelques microsecondes.

Tous les paquets de protons n'entrent pas en collision dans chaque expérience du LHC. Les paquets sont sélectionnés par expérience, suivant les contraintes de chacune : variation au cours du temps de la luminosité instantanée, présence d'évé-

nements empilés tolérée, etc. Ainsi, d'une expérience à l'autre, les paquets peuvent être successivement (dé)focalisés, (dés)axés, entrer en collision ou se croiser sans interactions. Les faisceaux possèdent une dynamique propre au sein du LHC. C'est pour cette raison que la luminosité intégrée, délivrée par le LHC aux quatre expériences principales peut différer ; par exemple pour toute la prise de données pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV de 2016, qui nous intéresse dans cette thèse, on a :

$$\begin{aligned} \text{ATLAS, CMS} &\simeq 40\ 960\ \text{pb}^{-1} \\ \text{LHCb} &\simeq\ \ 1\ 880\ \text{pb}^{-1} \\ \text{ALICE} &\simeq\ \ 13{,}39\ \text{pb}^{-1} \end{aligned} \tag{III.1}$$

Il existe en fait une grande variété de configurations des faisceaux du LHC, dont chacune est identifiée par un « schéma de remplissage » (*filling scheme*). La nomenclature permettant de caractériser, en partie, les schémas de remplissage a la forme suivante :

⟨space⟩_⟨bunches⟩b_⟨IP1,5⟩_⟨IP2⟩_⟨IP8⟩_⟨injection⟩

avec

- ⟨space⟩, l'espacement en temps entre les paquets d'un même train ;
- ⟨bunches⟩, le nombre total de paquets circulant au même moment dans le LHC ;
- ⟨IP1,5⟩, le nombre de paquets rentrant en collisions aux points 1 et 5, emplacements respectifs des expériences ATLAS et CMS dans le tunnel du LHC ;
- ⟨IP2⟩, le nombre de paquets rentrant en collisions au point 2, où se situe l'expérience ALICE sur le pourtour du LHC ;
- ⟨IP8⟩, le nombre de paquets rentrant en collisions au point 8, localisation de l'expérience LHCb sur l'accélérateur ;
- ⟨injection⟩, suffixe libre permettant de décrire le type de remplissage.

On notera que le nombre de trains et leur espacement ne sont pas nécessairement accessibles directement depuis cette nomenclature. Dans le cas des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, qui ont motivées ce travail de thèse, un schéma de remplissage typique était :

25ns_2076b_2064_1681_1772_96bpi_23inj

indiquant que 2 076 paquets de protons circulaient au même instant dans le LHC, organisés par trains dont les paquets constitutifs étaient séparés de 25 ns. 2 064 paquets étaient destinés aux expériences ATLAS et CMS, 1 681 paquets pour ALICE, et 1 772 pour LHCb. 23 injections de 96 paquets (*bunches per injection*) furent nécessaires pour remplir l'anneau du LHC.

Enfin, le LHC est capable d'accélérer simultanément, dans un unique anneau

mais dans deux tubes à vide séparés, des faisceaux de protons et de plomb. Cependant, avec une rigidité magnétique similaire pour les deux faisceaux mais des noyaux de nature différente, le référentiel du centre de masse nucléon–nucléon se décale, par rapport au référentiel du laboratoire, lors de la collision de

$$\Delta y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{Z_1 A_2}{Z_2 A_1} \right) \tag{III.2}$$

où $(A_1, Z_1) = (1, 1)$ et $(A_2, Z_2) = (208, 82)$ sont les nombres de masse et les nombres atomiques des protons et des noyaux de plomb respectivement.

III.A-2 Programme de l'accélérateur

Le *Large Hadron Collider* a délivré ses premières collisions proton–proton dédiées aux mesures physiques le 23 novembre 2009 à l'énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 0{,}9$ TeV. Cette date marque le début de la première campagne de prise de données des expériences du LHC, le *run* 1. Ce dernier a perduré jusqu'au mois de février 2013, en augmentant graduellement l'énergie de collisions des protons de 0,9 TeV à 2,76 puis 7 puis 8 TeV. Des collisions Pb–Pb (novembre 2010 et novembre 2011) et p–Pb (janvier 2013) ont également eu lieu, aux énergies de collisions dans le centre de masse par paire de nucléons de $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV et 5,02 TeV respectivement. Après les prises de données, le LHC a subi un arrêt de deux années (*long shutdown 1*) pour maintenance de l'accélérateur en vue de son augmentation en énergie de collision (d'un facteur 2) et en luminosité instantanée (d'un facteur 10 environ) délivrées aux expériences.

La seconde période de prise de données au LHC, le *run* 2, a débuté en avril 2015 et est entièrement consacrée, pour ce qui concerne les collisions pp, à l'énergie de collision de $\sqrt{s} = 13$ TeV. De telles collisions sont programmées jusqu'en octobre 2018. Les collisions p–Pb ont été effectuées, pour partie, à la même énergie que lors du *run* 1, soit $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, et à une énergie plus élevée de $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 8{,}16$ TeV, durant les mois de novembre et décembre 2016. L'augmentation en énergie de collision est également bénéfique pour les collisions Pb–Pb, puisque ces dernières sont désormais réalisées à l'énergie de $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV : une première campagne a eu lieu en novembre 2015, la seconde arrivera en novembre 2018. De façon plus anecdotique, on note six heures de collisions xénon–xénon à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}44$ TeV en octobre 2017. À partir de décembre 2018, les activités de prises de données du LHC cesseront pour deux ans (*long shutdown 2*) afin *(i)* d'assurer la maintenance de l'accélérateur, et *(ii)* d'améliorer ou de remplacer certains détecteurs des expériences [2].

Les analyses présentées dans cette thèse s'appuient sur les données pp à l'énergie de collision par paire de nucléons de $\sqrt{s} = 13$ TeV et sur les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, toutes deux enregistrées en 2016, durant le *run* 2 du LHC (section IV.A-1).

2. En particulier, l'expérience ALICE profitera de nouveaux trajectographes entièrement pixelisés (ITS *Upgrade* et *Muon Forward Tracker* pour les rapidités centrale et avant, respectivement), et de nouvelles chambres de lecture pour la chambre à projection temporelle (TPC *Upgrade*).

III.B ALICE : de la collaboration au détecteur

III.B-1 La collaboration

Avant d'être une expérience, ALICE est une collaboration regroupant physiciens, ingénieurs, techniciens et étudiants réunis autour d'un intérêt commun : la caractérisation du plasma de quarks et de gluons, plus largement des collisions d'ions lourds, et de la chromodynamique quantique. En janvier 2018, la collaboration dénombre 1800 membres répartis dans 178 instituts de 41 pays de tous les continents (à l'exception de l'Antarctique...) [132]. Pour coordonner les efforts de chacun, et également déterminer les priorités actuelles et futures, la collaboration peut s'appuyer sur trois commissions : *(i)* l'une dédiée aux objectifs de physique, fixant les thématiques phares de la collaboration ; *(ii)* une autre spécialisée sur les aspects techniques, veillant au bon fonctionnement du détecteur ; *(iii)* la dernière assurant la coordination des moyens informatiques, de l'acquisition des données aux analyses.

Les analystes travaillant sur une même thématique, sont invités à se regrouper par groupes de travail (des *Physics Working Group*, PWG). Eux-mêmes se subdivisent en groupes d'analyse (*Physics Analysis Group*, PAG), ayant pour trait commun de partager des méthodes ou outils d'analyse similaires. L'étude des hadrons de saveurs lourdes, dans laquelle s'inscrit cette thèse, est rattachée au groupe de travail du même nom, le PWG-*Heavy Flavours*. On y retrouvera les groupes d'analyse suivants :

- **PAG-D2H** (« *D to h* »), dont le nom rappelle la méthode de reconstruction des mésons D via les canaux de désintégration hadronique ($\mathrm{D} \to \mathrm{h}$), traitée par ce groupe, à rapidité centrale $|y_{\mathrm{lab}}| < 0{,}5$. L'analyse des mésons $\mathrm{D_s^+}$, objet de ce travail de thèse, y a pris place.
- **PAG-HFE** regroupant les études inclusives des hadrons de saveurs lourdes par la mesure des électrons produits dans leur désintégration, à pseudorapidité centrale $|\eta| < 0{,}9$ ($\mathrm{D}, \Lambda_\mathrm{c}^+, \mathrm{B}, ... \to \mathrm{e}^\pm + \mathrm{X}$).
- **PAG-HFM** portant son intérêt sur les muons issus de la désintégration de hadrons de saveurs lourdes, non identifiés, à pseudorapidité avant $-4 < \eta < -2{,}5$ ($\mathrm{D}, \Lambda_\mathrm{c}^+, \mathrm{B}, ... \to \mu^\pm + \mathrm{X}$).
- **PAG-HFCJ** qui analyse les jets à pseudorapidité centrale $|\eta_{\mathrm{jet}}| < 0{,}5$, reconstruits à partir de particules chargées, possédant un méson D parmi ses constituants. Les corrélations azimutales des mésons D avec les particules chargées sont également considérées dans ce groupe d'analyse.

III.B-2 Le détecteur

Le détecteur ALICE a été pensé, dès les années 1990, dans le but de devenir une expérience spécialisée dans l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, voie d'accès au plasma de quarks et de gluons. Depuis le début, il a été jugé nécessaire d'élaborer un détecteur, certes spécialisé, mais aussi suffisamment flexible

et modulable pour réaliser des mesures ignorées (ou jugées inutiles) au moment de sa conception, mais que l'on découvrirait potentiellement intéressantes par la suite [133]. D'où, comme on le verra ensuite, le grand nombre de sous-détecteurs dont est composée ALICE. C'est ainsi que différents systèmes de détection ont pu s'ajouter au cours du temps, du spectromètre à muons en 1995, ou, plus tardivement en 2007, le calorimètre électromagnétique (EMCal). Le projet ALICE a finalement abouti à un détecteur de 16 (hauteur)×16 (largeur)×26 (longueur) m^3, pour un poids approximatif de 10 000 tonnes[3] et un coût total de 80 millions de francs suisses [125].

Pour satisfaire les objectifs qu'elle s'est fixés, la collaboration ALICE a construit un détecteur dont les spécificités, reportées ci-dessous, le distinguent des autres expériences du LHC.

- L'expérience a la capacité de fonctionner dans un environnement riche en particules chargées, typique des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. ALICE est optimisée pour supporter des densités de particules chargées, par unité de pseudorapidité, de $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\eta = 4\ 000$ mais peut tolérer, au plus, des densités deux fois supérieures (section 1.2.2 de [125]). À noter que la mesure ultérieure, par ALICE, de la densité de particules chargées produites à rapidité centrale, par unité de pseudorapidité, est de $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\eta = 2\ 035 \pm 52$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV les plus centrales (0–2,5%) [134]. Cela suppose des détecteurs d'une granularité fine, ainsi qu'une reconstruction des traces reposant sur un grand bras de levier. Ce dernier point est atteint notamment grâce au détecteur TPC (III.B-2.ii) dont le bord extérieur se situe à 2,9 m du point de la collision.

- Le détecteur a la possibilité de mesurer les particules chargées de relativement grandes impulsions transverses ($p_{\mathrm{T}} \gtrsim 100$ GeV/c), mais surtout de basses impulsions transverses, là où la majorité des particules sont produites, jusqu'à 100 MeV/c. C'est en effet dans la région des basses impulsions qu'une grande partie des phénomènes attribuables à la formation d'un plasma de quarks et de gluons se dévoile.

- La reconstruction des traces de basses impulsions nécessite un faible budget de matière des sous-détecteurs d'ALICE. Celui-ci est à 13% de longueur de radiation, notée X_0, jusqu'au rayon externe de la TPC, à comparer aux 47% et 36% X_0 jusqu'aux couches extérieures des trajectographes de rapidités centrales de ATLAS et CMS respectivement. LHCb possède un budget de matière moyen de 17,5% X_0 pour son détecteur de vertex (VELO) [128].

- Le champ magnétique de l'expérience est également bas à rapidité centrale — 0,5 T uniformément — au regard de celui des autres expériences du LHC : 4 T pour CMS et 2 T pour le solénoïde d'ATLAS. Un tel champ magnétique permet de ne pas courber excessivement les particules chargées de basses impulsions et ainsi leur permettre d'atteindre les éléments de détection successifs. En contrepartie, les particules chargées de hautes impulsions auront

3. En comparaison, la structure métallique de la tour Eiffel pèse 7 300 tonnes.

des trajectoires très faiblement courbées (voire rectilignes) si bien que leurs impulsions ne pourront plus être déterminées.

- ALICE est également réputée pour ses aptitudes d'identification des particules (PID, pour *Particle IDentification*), donnant accès à l'étude d'une vaste gamme d'espèces de particules. On distingue un grand nombre de méthodes d'identification : perte d'énergie par ionisation dans un gaz ou dans du silicium, mesure de temps de vol, rayonnement de transition, rayonnement Cherenkov, calorimètre électromagnétique et filtre à muons.

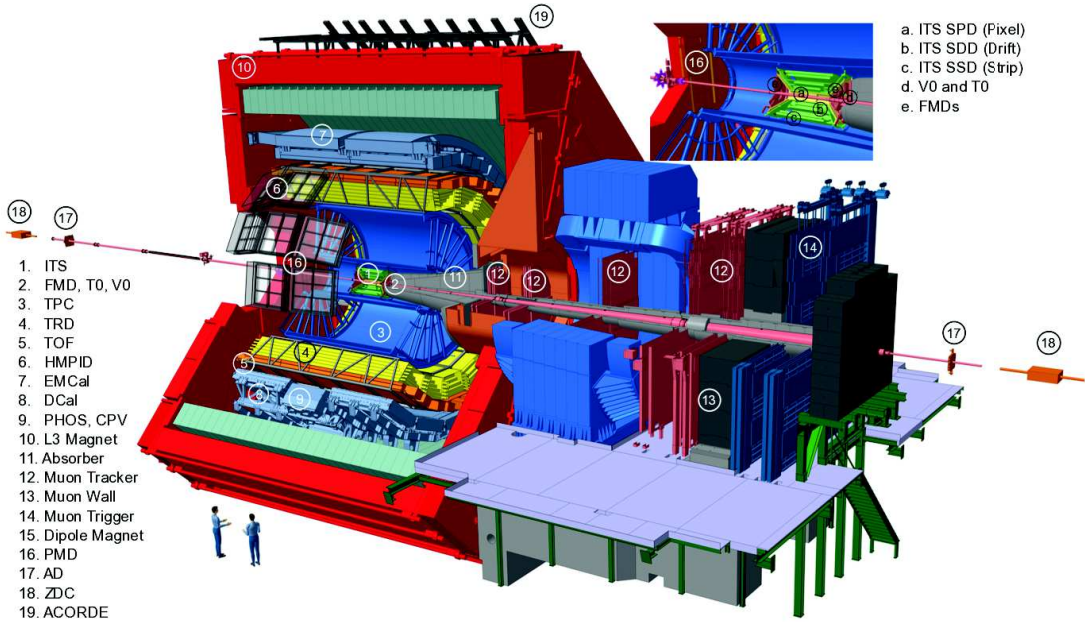

FIGURE III.2 – Schéma du détecteur ALICE lors du *run* 2.

Un schéma du détecteur ALICE, avec ses 20 systèmes de détection tels qu'ils se présentent lors du *run* 2 du LHC, est présenté figure III.2. Le détecteur ALICE se présente sous la forme d'un « tonneau » central, permettant de mesurer hadrons, électrons et photons à pseudorapidité centrale ($|\eta|$ <1–1,2), et d'un spectromètre à muons, pour la détection des muons aux pseudorapidités avants ($-4 < \eta < -2{,}5$). Ces deux parties sont séparées par un absorbeur frontal ($\sim 60\ X_0$), fait de carbone, de béton et d'acier inoxydable. Le système de coordonnées cartésiennes d'ALICE a pour origine le centre géométrique du tonneau central. L'axe z est parallèle au tube à vide dans lequel se propagent les faisceaux, et pointe vers le faisceau numéro 2 du LHC. La partie positive de l'axe z est appelée côté A, tandis que la partie négative est désignée comme le côté C du détecteur ALICE. L'axe y est vertical, pointant dans la direction de la surface. Conséquemment, l'axe x est dans le plan horizontal du détecteur et pointe approximativement vers le centre du LHC.

Les détecteurs du tonneau central sont confinés dans un aimant solénoïde, de

forme octogonale et pesant 7 800 tonnes, l'aimant L3[4]. Ce dernier distribue un champ magnétique constant et uniforme de 0,5 T, parallèle à l'axe z, à l'intérieur de ses 14,1 mètres de longueur et 15,8 mètres de largeur. Un aimant dipolaire de 900 tonnes, placé à 7 mètres du point d'interaction (côté C) et à 10 cm de l'aimant L3, libère le champ magnétique du spectromètre à muons. La direction du champ magnétique est, dans le plan horizontal, perpendiculaire à l'axe de faisceau. Le champ magnétique produit, non homogène, est de 3 T · m intégré en z [125].

Les systèmes de détection de l'expérience ALICE sont recensés dans le tableau III.1, avec leur localisation par rapport au point de collision, leur couverture en pseudorapidité et la technologie principale utilisée. Dans la suite de cette section sur l'expérience, nous focaliserons notre attention sur les principaux détecteurs utilisés pour ce travail de thèse, à savoir les détecteurs ITS (III.B-2.i), TPC (III.B-2.ii), TOF (III.B-2.iii), et V0 (III.B-2.iv).

4. L'aimant en acier du détecteur ALICE était à l'origine utilisé par l'expérience L3 du LEP, d'où son nom.

	Détecteur (acronyme)	*(i)* Acceptance (η)	*(ii)* Distance (m)	*(iii)* Technologie principale
↓ *Tonneau central* →	SPD, couches 1 et 2	±2 et ±1,4	0,039 et 0,076	Pixels en silicium
	SDD, couches 1 et 2	±0,90	0,150 et 0,239	Silicium à dérive
	SSD, couches 1 et 2	±0,97	0,380 et 0,430	Silicium à micro-pistes
	TPC	±0,90	0,848 à 2,466	Chambres à dérive + chambres à fils
	TRD	±0,84	2,90 à 3,68	Radiateur de transition + chambres à fils
	TOF	±0,90	3,78	*Multi-gap Resistive Plate Chamber*
	HMPID	±0,60 ($1{,}2° < \varphi < 58{,}8°$)	5,00	Cherenkov
	PHOS	±0,12 ($220° < \varphi < 320°$)	4,60	Cristal de plomb scintillant
	EMCal	±0,70 ($80° < \varphi < 187°$)	4,36	Scintillateurs + plomb
	DCal [135]	±0,70 ($140° < \varphi < 200°$)	4,36	Scintillateurs + plomb
	ACORDE	±1,30 ($-60° < \varphi < 60°$)	8,50	Scintillateurs
↓ *Spectromètre à μ* →	*Muon tracker*, 5 couches	$-4{,}0 < \eta < -2{,}5$	5,36	*Cathode Pad Chamber*
			6,86	
			9,83	
			12,92	
			14,22	
	Muon trigger, 2 couches	$-4{,}0 < \eta < -2{,}5$	16,12	*Resistive Plate Chamber*
			17,12	
↓ *Grande rapidité* →	FMD, côté A et côté C	$1{,}7 < \eta < 5{,}0$ et $-3{,}4 < \eta < -1{,}7$	0,27	Silicium à micro-pistes
	V0A et V0C	$2{,}8 < \eta < 5{,}1$ et $-3{,}7 < \eta < -1{,}7$	3,40 et 0,90	Scintillateurs
	T0A et T0C	$4{,}6 < \eta < 4{,}9$ et $-3{,}3 < \eta < -2{,}3$	3,75 et 0,73	Cherenkov
	PMD	$2{,}3 < \eta < 3{,}7$	3,64	Compteurs proportionnels gazeux
	AD [136, 137], côté A et côté C	$4{,}8 < \eta < 6{,}3$ et $-7{,}0 < \eta < -4{,}9$	16,9 et 19,5	Scintillateurs
	ZDC, couches ZN et ZP	±8,8 et $6{,}5 < \eta < 7{,}5$	116	Tungstène et cuivre + fibres de quartz
	ZDC, couche ZEM	$4{,}8 < \eta < 5{,}7$	7,25	Plomb + fibres de quartz

Table III.1 – Acronymes des détecteurs de l'expérience ALICE avec *(i)* leur acceptance en rapidité et en azimut (2π si non précisée), *(ii)* leur distance par rapport au point de collision et *(iii)* leur technologie principale [125].

III.B-2.i Système de trajectographie interne, ITS

Le trajectographe interne, ITS pour *Inner Tracking System*, de l'expérience ALICE est le système de détection au plus près du tube à vide contenant les faisceaux. Le tube à vide, composé de béryllium et épais de 800 μm, a lui-même un rayon de 2,9 cm. L'ITS se compose de six couches de détection concentriques, de formes cylindriques, agencées entre 3,9 et 43 cm du point de collision. Trois technologies de silicium y sont exploitées : deux couches de détecteurs à pixels (*Silicon Pixel Detector*, SPD), deux couches de détecteurs à dérive (*Silicon Drift Detector*, SDD) et deux couches de détecteurs à micro-pistes (*Silicon Strip Detector*, SSD). L'ITS couvre le domaine de rapidité $|\eta| < 0{,}9$ pour les particules issues de tous points d'interaction situés dans un intervalle de $\pm 5{,}3$ cm, autour du centre du détecteur, le long de la direction des faisceaux. Son faible budget de matière, 7,7% de longueur de radiation pour des particules de rapidité nulle, tend à limiter les diffusions multiples des particules de basses impulsions avec le détecteur.

Les deux premières couches de l'ITS, regroupées sous l'appellation SPD, sont positionnées à 3,9 et 7,6 cm du tube à vide. Composées d'environs 10 millions de pixels, de tailles $50(r\varphi) \times 425(z)$ μm^2, les deux couches du SPD proposent une grande granularité qui offre une résolution spatiale intrinsèque de $12(r\varphi) \times 100(z)$ μm^2. Le court temps de réponse du SPD (100 ns) le rend également utilisable comme système de déclenchement. Les deux couches intermédiaires, du silicium à dérive, SDD, sont situées respectivement à 15 et 23,9 cm des faisceaux. Les troisième et quatrième couches de l'ITS fournissent ainsi une résolution spatiale satisfaisante, de $35(r\varphi) \times 25(z)$ μm^2 pour un temps de lecture de 6,5 μs. Ce sont les deux couches les plus lentes de l'ITS. Les détecteurs à micro-pistes du SSD constituent les deux dernières couches de l'ITS, localisées à 38 et 43 cm du tube à vide. Avec une résolution spatiale de $20(r\varphi) \times 830(z)$ μm^2, le SSD assure, lors de la reconstruction des traces, la mise en correspondance des traces de la TPC avec les traces plus internes de l'ITS. Son temps de lecture est de 1 μs. Les quatre dernières couches de l'ITS — le SDD et le SSD — aident aussi à l'identification des particules chargées par la mesure, aux basses impulsions (typiquement en-dessous de 200 MeV/c), de leur perte linéique d'énergie dans le silicium [125].

Comme on peut le deviner au travers des caractéristiques techniques données plus haut, ce trajectographe a été conçu pour fonctionner dans les régions de fortes densités de particules chargées, présentant jusqu'à 80 particules par centimètre carré. Les principales tâches de l'ITS sont :

- la reconstruction du point de collision (le vertex primaire), avec une résolution inférieure à la centaine de micromètres ;
- la reconstruction des points de désintégration (les vertex secondaires) des K^0_S, des hypérons et notamment des hadrons charmés et beaux ouverts ;
- l'amélioration des paramètres de traces, initialement reconstruites par la TPC, particulièrement la résolution en impulsion et en paramètre d'impact (distance de plus courte approche d'une trace au vertex primaire) ;
- la reconstruction et l'identification des particules chargées d'impulsion com-

prises entre 100 et 200 MeV/c ;

- la reconstruction de traces de hautes impulsions transverses (quelques GeV/c), lorsque ces dernières sont perdues dans les zones mortes de la TPC.

III.B-2.ii Chambre à projection temporelle, TPC

La chambre à projection temporelle, ou TPC (*Time Projection Chamber*), est un détecteur gazeux cylindrique de 500 cm de long, venant entourer l'ITS. Ses bordures internes et externes sont respectivement situés à 85 et 247 cm du tube à vide. Le volume de détection, nommé cage de champ, est scindé en deux parties égales, le long l'axe z, par une électrode chargée à 100 kV. Cette membrane centrale fournit un champs électrique axial de 400 $\mathrm{V \cdot cm^{-1}}$ [138]. La TPC possède une acceptance complète en azimut — à l'exception de potentielles zones mortes entre les secteurs (voir plus bas et figure III.3) — et couvre la région de pseudorapidité $|\eta| < 0{,}9$ pour des particules chargées émises au vertex primaire et parcourant toute la distance radiale du détecteur gazeux. C'est ainsi qu'une grande partie des analyses réalisées à rapidité centrale dans ALICE se restreint à cet intervalle de pseudorapidité. Le budget de matière de la TPC est de 3,5% X_0 à pseudorapidité nulle.

Au passage d'une particule chargée au travers dans la cage de la TPC, des paires d'ionisation électrons–ions sont générées. Compte tenu du champ électrique axial, imposé par l'électrode centrale, les électrons secondaires dérivent (en moins de 92 μs, avec une vitesse de l'ordre de 2,7 cm/μs, suivant le gaz employé) vers les extrémités verticales de la TPC, où se trouvent les plans de lecture. Ces plans de lecture fournissent les coordonnées des dépôts de charges, dans le plan transverse, ainsi que leur temps d'arrivée permettant d'estimer la troisième composante spatiale de la trace chargée, parallèle à l'axe du faisceau. Les plans de lecture sont constitués de 72 chambres proportionnelles à multi-fils (*Multi-Wire Proportional Chamber*) segmentés, par plan, en 18 secteurs trapézoïdaux (Fig. III.3) couvrant chacun un angle de 20 degrés. Un secteur est constitué de 159 lignes de cellules de détection, que l'on appelle *pads* et dont on distingue deux types : *(i)* les « petits » pads, de taille $4(r\varphi) \times 7{,}5(z)$ mm^2, positionnés dans la chambre interne du secteur ; *(ii)* les « grands » pads, de taille $6(r\varphi) \times 10(z)$ mm^2 puis $6(r\varphi) \times 15(z)$ mm^2, situés dans la chambre externe du secteur. On dénombre 557 568 cellules de détection pour l'ensemble de la TPC. La résolution spatiale de la chambre à projection temporelle varie de 1 100 μm à 800 μm dans le plan $(r\varphi)$, et de 1 250 μm à 1 100 μm le long de l'axe z du faisceau, suivant la qualité de la trace (à relier, par exemple, au nombre de pistes de lecture activées ou à la multiplicité en particules chargées de l'événement). Les 90 m^3 de la TPC sont remplis d'un mélange de gaz, essentiellement basé sur l'argon ou le néon [5], optimisé pour maximiser et stabiliser (au cours du temps) la vitesse de dérive des électrons, en garantissant leur faible diffusion et une longueur de radiation limitée [138].

5. Au cours du *run* 1, le gaz était initialement un mélange de Ne/CO_2 (90/10), par la suite remplacé par $Ne/CO_2/N_2$ (90/10/5). Pour le *run* 2, le néon a été remplacé par de l'argon pour un mélange Ar/CO_2 (90/10).

Ce détecteur emblématique et principal (à rapidité centrale) de l'expérience ALICE a pour buts principaux :

- d'assurer la reconstruction des trajectoires des particules chargées (les traces) de 0,1 à 100 GeV/c, de même que leur quantité de mouvement ;
- de reconstruire les vertex de désintégration ;
- d'identifier les particules chargées (de l'électron jusqu'à l'anti-hélium 3 [139]) traversant son gaz, par la mesure de leur perte linéique d'énergie (III.D-1), avec une résolution allant jusqu'à 5,5%.

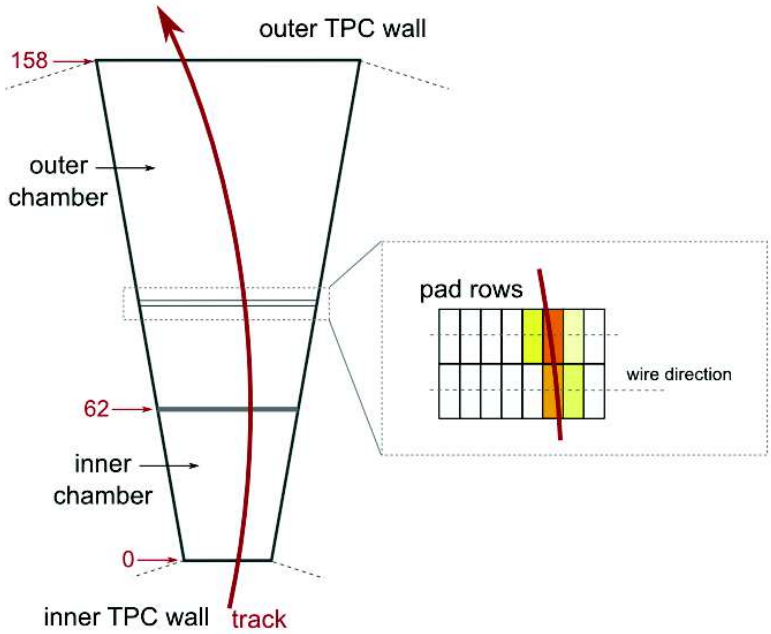

FIGURE III.3 – Schéma d'une particule chargée passant devant un secteur de la TPC [140].

III.B-2.iii Temps de vol, TOF

Le détecteur *Time Of Flight*, TOF, est également un détecteur cylindrique de rayons interne de 3,7 mètres et externe de 4 mètres, pour une longueur de 7,45 mètres. Il possède une couverture en pseudorapidité égale à celle de la TPC, soit $|\eta| < 0{,}9$, et une acceptance de 2π en azimut. Le TOF est subdivisé en 1 638 chambres de détection, classées dans 90 modules. Les chambres de détection, de type *Multi-gap Resistive Plate Chamber* (MRPC), sont composées d'un mélange de gaz de $C_2H_2F_4/C_4H_{10}/SF_6$ (90/5/5) où règne une forte différence de potentiel constante et uniforme. Ainsi, toute ionisation du gaz induite par le passage d'une particule chargée déclenche un processus de cascades d'électrons, collectées par des

cellules conductrices de détection (*pads*). On décompte environ 16 000 pads pour l'ensemble du détecteur (96 par chambre) de taille $3{,}5 \times 2{,}5\text{cm}^2$.

Le détecteur assure essentiellement l'identification des particules chargées d'impulsions supérieures à 0,2 GeV/c, par la mesure de leurs temps de vol (III.D-2). L'identification est envisageable jusqu'à approximativement 2,5 GeV/c pour les pions et les kaons, et 4 GeV/c pour les protons. En-dessous de ces limites en impulsion transverse, le pouvoir de séparations $\pi^{\pm}/K^{\pm}$ et $K^{\pm}/p^{\pm}$ possède un niveau de confiance supérieur à 3σ. Les chambres MRPC ont une résolution intrinsèque en temps inférieure à 50 ps, à laquelle s'ajoutent la résolution en temps de l'électronique de lecture, celle sur le temps de début de la collision primaire, et la résolution sur les paramètres de trajectographie de la particule. Compte tenu de tous ces effets, la résolution sur le temps d'arrivée d'un pion ou d'un kaon de 1 GeV/c jusqu'au TOF est de 56 ps [141].

III.B-2.iv Compteur V0

Le compteur V0 est composé de deux ensembles scintillateurs organiques, le V0A et le V0C, installés de chaque côté du point de collision de manière asymétrique. Le détecteur V0A est situé du côté A de l'expérience (le côté opposé du spectromètre à muons), à 340 cm du centre géométrique du tonneau central, et couvre la région de pseudorapidité $2{,}8 < \eta < 5{,}1$. Le compteur V0C est positionné du côté C de l'expérience, devant l'absorbeur hadronique, à -90 cm du point d'interaction primaire pour une couverture en pseudorapidité de $-3{,}7 < \eta < -1{,}7$. Sous la forme de disques, les détecteurs V0A et V0C sont segmentés chacun en 32 secteurs, distribués sur 4 anneaux concentriques. La lumière générée par le passage d'une particule chargée dans le scintillateur est collectée par un photomultiplicateur, via des fibres de 1 mm d'épaisseur (*Wave-Length Shifting fibers*). Sa résolution temporelle est de l'ordre de la nanoseconde [125].

Le détecteur V0 est utilisé de diverses manières :

- comme système de déclenchement, de type biais minimum (voir IV.A-1), associé au SPD, pour les détecteurs de la rapidité centrale. Il peut également servir de système de déclenchement pour une classe de centralité donnée, pour les collisions Pb–Pb ;
- pour distinguer les collisions dites bruit de fond, issues de l'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel présent dans le tube à vide ;
- comme estimateur de la centralité (A–A) ou de la multiplicité de la collision, en corrélant le nombre de particules chargées détectées au nombre de particules produites ;
- comme compteur d'événements pour la mesure de la luminosité, avec une résolution de 2–4%.

III.C Reconstruction d'événements

Au sein de la collaboration ALICE, un groupe de travail se consacre à la reconstruction centralisée des événements : le *Data Preparation Group* (DPG). La reconstruction des événements est l'étape intermédiaire entre l'enregistrement des données et leur analyse physique. L'objectif de la reconstruction est d'associer la globalité des informations enregistrées par les détecteurs, essentiellement des amas de charges (*clusters*), en un ensemble cohérent destiné à révéler les produits d'une collision. Ainsi, par exemple, les points d'impact (*hits*) des particules dans les détecteurs sont assemblés pour identifier la position du point d'interaction primaire (III.C-1), ou la cinématique des particules chargées (III.C-2, pour la rapidité centrale). De la qualité de la reconstruction des données dépend la robustesse et la précision des analyses de physique. Nous allons aborder dans cette section les caractéristiques générales des méthodes de reconstruction, ainsi que leurs performances.

III.C-1 Reconstruction du vertex d'interaction primaire

Le premier stade de la reconstruction consiste à effectuer une première évaluation de la position du vertex primaire, lieu de la collision des noyaux des faisceaux du LHC, dans le détecteur ALICE. Nous en décrivons succinctement les étapes. Tout d'abord, on associe entre eux les dépôts de charges de chacune des deux couches du SPD de manière à former des segments, que l'on appelle *tracklets*. La position du point de collision est alors déterminé comme le point de convergence d'un maximum de tracklets. Les coordonnées spatiales du vertex d'interaction (x_0, y_0, z_0) sont déterminées, à partir d'un échantillon de N tracklets, par la minimisation de la distance entre les tracklets et le vertex :

$$D^2 = \sum_{i=1}^{N} \left[\left(\frac{x_i - x_0}{\sigma_{x,i}} \right)^2 + \left(\frac{y_i - y_0}{\sigma_{y,i}} \right)^2 + \left(\frac{z_i - z_0}{\sigma_{z,i}} \right)^2 \right] \tag{III.3}$$

où (x_i, y_i, z_i) sont les coordonnées spatiales des tracklets d'incertitudes σ associées (section 4.1 de [142]). L'algorithme est répété plusieurs fois en négligeant à chaque nouvelle étape les dépôts de charges attachés aux vertex d'interaction précédemment trouvés. Le vertex d'interaction d'un événement possédant le plus grand nombre de tracklets (en fait, le premier vertex trouvé par l'algorithme) est désigné comme le vertex primaire. Ce dernier prend de surcroît le nom de vertex $\mathrm{SPD_{3D}}$, en référence à la méthode de reconstruction utilisée. Si aucun vertex d'interaction n'est trouvé — comme ce peut être le cas pour les collisions de basses multiplicités de traces chargées — on ne cherchera qu'à reconstruire la coordonnée longitudinale z du vertex en contraignant les coordonnées x et y à la position transverse moyenne du faisceau (mesurée en ligne, ou prise d'une étape de reconstruction précédente). On parlera alors de vertex primaire $\mathrm{SPD_z}$.

Pour raffiner la détermination de la position du vertex primaire, celle-ci peut

également être déterminée à l'aide, non plus de tracklets, mais de traces dites globales, disposant notamment des informations combinées de l'ITS et de la TPC. Cette étape n'intervient évidemment qu'après l'étape de reconstruction des traces (III.C-2). À la différence des tracklets, les traces ont une courbure connue et permettent donc d'évaluer plus finement la position transverse du vertex primaire. En plus des paramètres des traces et leurs incertitudes, la position transverse nominale des faisceaux (dont l'incertitude correspond à la largeur de la région dite lumineuse[6] dans le plan transverse) intervient dans la procédure de minimisation.

La largeur de la distribution de la position des vertex primaires, dans le plan transverse, en fonction de la multiplicité en traces chargées des événements pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, est présentée figure III.4. Cette distribution permet d'entrevoir la résolution sur la reconstruction des vertex primaires, puisqu'elle mêle *(i)* la largeur σ_{D} de la région lumineuse et *(ii)* la résolution sur la position des vertex primaires (ici paramétrée par une fonction à une inconnue $\alpha/\sqrt{\mathrm{d}N^{\mathrm{ch}}/\mathrm{d}\eta}$). On vérifie alors que la position du vertex primaire est d'autant mieux connue que le nombre de traces globales (de traces chargées) de l'événement est grand. On constate également une meilleure résolution des vertex primaires à traces globales vis-à-vis des vertex primaires de type $\mathrm{SPD}_{3\mathrm{D}}$.

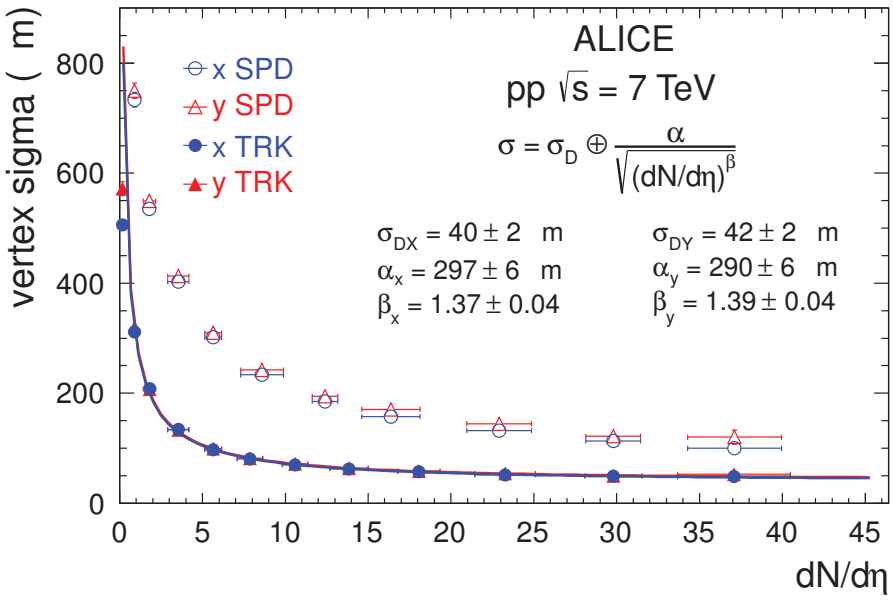

FIGURE III.4 – Largeur de la distribution de la position transverse des vertex primaires de type $\mathrm{SPD}_{3\mathrm{D}}$ et à traces globales, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, en fonction de la multiplicité en traces chargées [143]. La largeur est une convolution de la largeur de la région lumineuse σ_{D} et de la résolution du vertex primaire $\alpha/\sqrt{\mathrm{d}N^{\mathrm{ch}}/\mathrm{d}\eta}$.

6. La région lumineuse, dans laquelle se répartissent les vertex d'interaction, a pour dimension $\sigma_i^{\mathrm{lumi}} = \sigma_i^{\mathrm{beam}}/\sqrt{2}$, avec $i = x, y, z$ (section 3.2 de [142]).

III.C-2 Reconstruction des traces

L'étape de reconstruction des traces, appelée l'étape de trajectographie (*tracking*), vise à déterminer les trajectoires empruntées par les particules chargées, produites dans la collision, à partir des amas de charges collectées par les différents éléments de détections. À la trajectoire hélicoïdale des traces sera également associée une quantité de mouvement, de manière à constituer les paramètres des traces : position et quantité de mouvement, avec les incertitudes corrélées correspondantes. Dans l'expérience ALICE, l'association des amas de charges d'un volume de détection au suivant est réalisée à l'aide d'un filtre de Kalman (section 5.1.2 de [41]). Ce dernier peut se résumer comme une procédure itérative composée de deux temps :

- **Une étape de prédiction** pendant laquelle les paramètres de traces, estimés en une couche du détecteur, sont extrapolés à la couche de détection suivante. L'extrapolation doit tenir compte de la matière que traverse la particule, pouvant induire des diffusions multiples coulombiennes et des pertes d'énergie en son sein. Pour ces corrections, les informations en $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ de la particule chargée sont utilisées pour déterminer sa masse. Si celle-ci n'est pas correctement déterminée (absence d'informations, ambiguïtés), la masse d'un pion chargé est assignée (section II.B-3.ii de [140]).

- **Une étape d'addition** où un nouveau point de mesure, attaché à la couche de détection où se situe l'extrapolation, est ajouté à la trace. C'est en fait le point de mesure le plus proche de la prédiction qui est choisi, à condition qu'il satisfasse un critère de proximité. Les paramètres de cette dernière sont mis à jour en prenant en compte cette nouvelle contrainte. On peut alors recommencer l'étape de prédiction, en passant à l'élément de détection suivant.

Le point de départ du filtre de Kalman, de l'étape de reconstruction des traces, se situe proche de la bordure externe de la TPC, à grande distance du point de collision (environ 2,4 mètres), là où la densité de traces chargées est plus faible. Les paramètres initiaux de la trace, désignés comme sa graine (*seed*), sont approximés avec deux points de mesure dans la TPC et le vertex primaire, lorsque l'on suppose une trace primaire. Pour les traces des particules secondaires, la graine est appréciée par trois points de mesure dans la TPC et sans contrainte du vertex primaire. On remarque dès à présent que la reconstruction des traces primaires, dans ALICE, suppose la présence d'un unique vertex d'interaction duquel sont émises toutes les particules primaires.

À partir de cette graine initiale, les paramètres de traces sont propagés vers l'intérieur de la TPC, d'une ligne de pads à la suivante, par étape de prédiction puis d'ajout des points de mesure, comme décrit plus haut. Dans la TPC, une trace possédera finalement un maximum de 159 points de mesure associés, correspondant au nombre de lignes de pads (III.B-2.ii). Seules les traces ayant un minimum de 20 points de mesure, et qui associent au moins 50% des points de mesure supposés par les étapes de prédiction, sont conservées. Ces dernières sont alors prolongées dans la couche extérieure de l'ITS, et les paramètres de traces, estimés jusqu'à présent dans la TPC, deviennent la graine du filtre de Kalman dans l'ITS. La

propagation des paramètres de traces, de l'extérieur vers l'intérieur de l'ITS, est exécutée comme dans la TPC. Les zones mortes du détecteur en silicium sont considérées, dans lesquelles aucun point de mesure n'est attendu. Cette étape, représentée schématiquement figure III.5 (schéma du haut), constitue la premier passage de la reconstruction des traces.

Lorsque des points de mesure sont partagés entre plusieurs traces (reconstruites lors du premier passage), une tentative d'association de points de mesure alternatifs est effectuée. Si les conflits ne peuvent être résolus, la trace de moins bonne qualité est étiquetée comme possédant potentiellement de faux points de mesure [144]. Toutes les traces sont maintenant propagées vers l'extérieur du détecteur, jusqu'au TOF (Fig. III.5, schéma du milieu). La procédure de Kalman est répétée comme précédemment, en prenant pour graine les paramètres de trace premièrement évaluées et en réutilisant les points de mesure déjà associés. Les traces atteignant le détecteur TRD, et dont l'impulsion transverse excède un certain seuil (typiquement 3–5 GeV/c), sont appariées, si possible, aux tracklets de chacune des six couches de détection du TRD. De manière similaire, les points de mesure du détecteur TOF sont associés aux traces l'ayant atteint, suivant les critères du filtre de Kalman.

Finalement, les traces sont affinées en réalisant une dernière propagation de l'extérieur vers l'intérieur, en utilisant les points de mesure déjà associés (Fig. III.5, schéma du bas). Les paramètres des traces sont alors évalués à niveau de leur distance de plus courte approche (DCA) au vertex primaire. La position des traces, leur direction, leur courbure et les matrices de covariance correspondantes, ainsi que les informations d'identification de particules associées (III.D), sont stockées dans les fichiers d'analyse.

L'efficacité de reconstruction des traces avec la TPC seule sature à 80–85% pour les traces d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c, imputable aux zones mortes entre les secteurs limitant le nombre de points de mesure associables aux traces (section 6.2 de [143]). En-dessous 0,5 GeV/c, l'efficacité chute drastiquement du fait de la prépondérance des diffusions multiples coulombiennes et des pertes d'énergie. Dans les conditions optimales de fonctionnement de la TPC, les efficacités de la trajectographie ne dépendent pas de l'occupation du détecteur : elle sont ainsi semblables dans les collisions pp et les collisions Pb–Pb les plus centrales.

L'efficacité de la prolongation des traces de la TPC vers les couches externes de l'ITS est presque indépendante de l'impulsion transverse de 0,1 à 20 GeV/c (figure 20 de [143]). L'efficacité atteint 95% pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV lorsque les traces possèdent (après prolongation) au moins deux points de mesure dans l'ITS. Elle diminue à environ 85% quand on demande un minimum d'une information dans le SPD (élément de détection de l'ITS positionné au plus loin de la TPC).

La figure III.6 présente la résolution sur l'inverse de l'impulsion transverse, $\sigma_{1/p_{\mathrm{T}}}$, extraite de la matrice de covariance associée aux paramètres de trace. Cette résolution est connectée à la résolution relative sur l'impulsion transverse d'une trace par :

$$\frac{\sigma_{p_{\mathrm{T}}}}{p_{\mathrm{T}}} = p_{\mathrm{T}} \cdot \sigma_{1/p_{\mathrm{T}}} \tag{III.4}$$

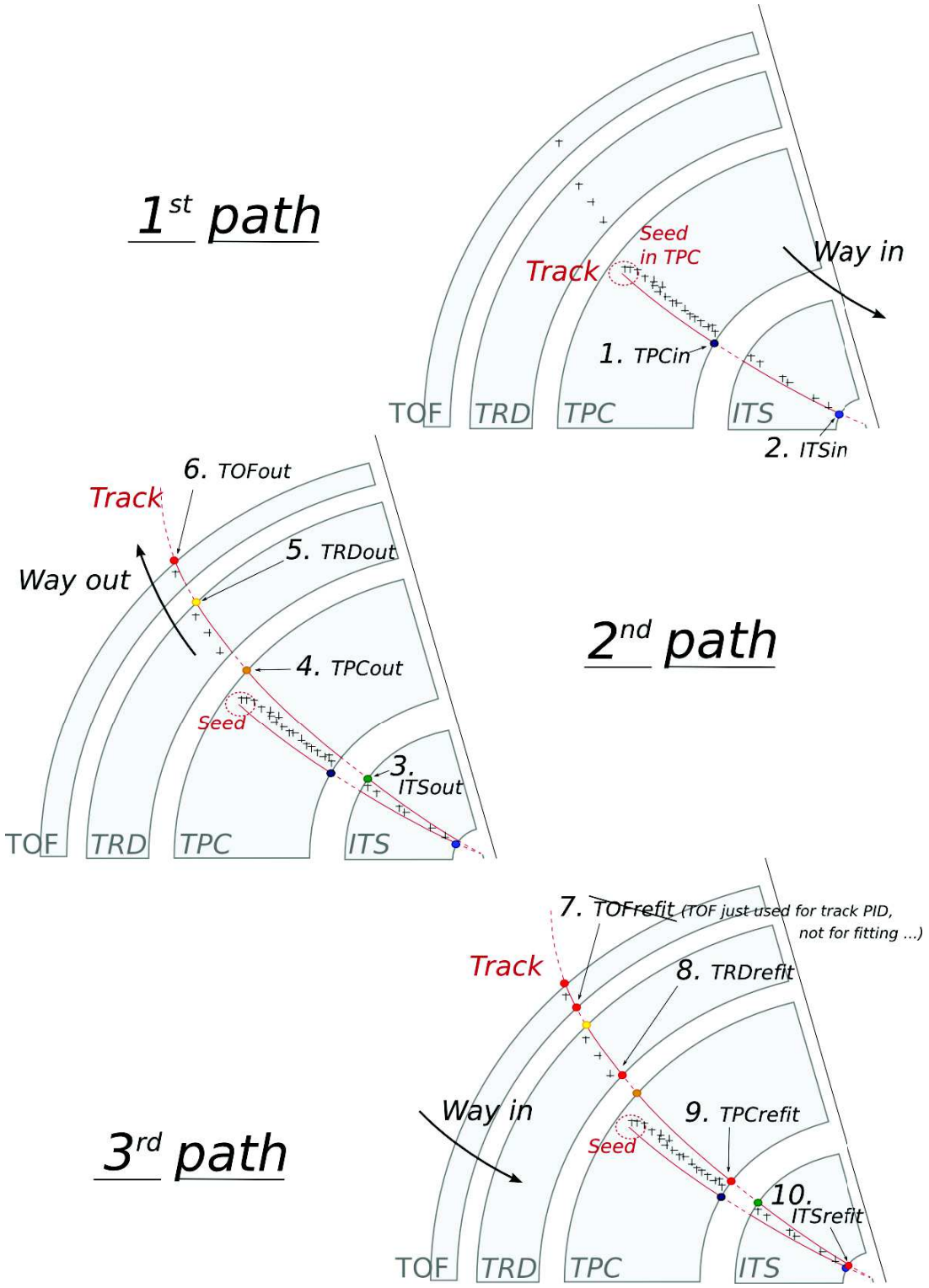

FIGURE III.5 – Schéma du principe de reconstruction des traces d'un événement dans ALICE, par trois passages successifs. Les chiffres de 1 à 10 désignent les bits de filtrage activés en cas de succès de l'étape considérée [140].

On remarque que les traces reconstruites par la TPC et l'ITS ont une meilleure résolution en impulsion transverse que les traces reconstruites dans la TPC seule. La contrainte au vertex primaire, au moment de l'établissement de la graine, aura un impact fort sur la résolution des traces reconstruites dans la TPC, mais son effet sera négligeable pour les traces combinées TPC–ITS. Pour ce dernier type de trace la résolution relative varie linéairement d'environ 1 à 10% entre 1 et 50 GeV/c. En-dessous de 1 GeV/c, la résolution se dégrade jusqu'à atteindre 4–5% à 0,1 GeV/c là où l'amplitude des diffusions multiples est importante.

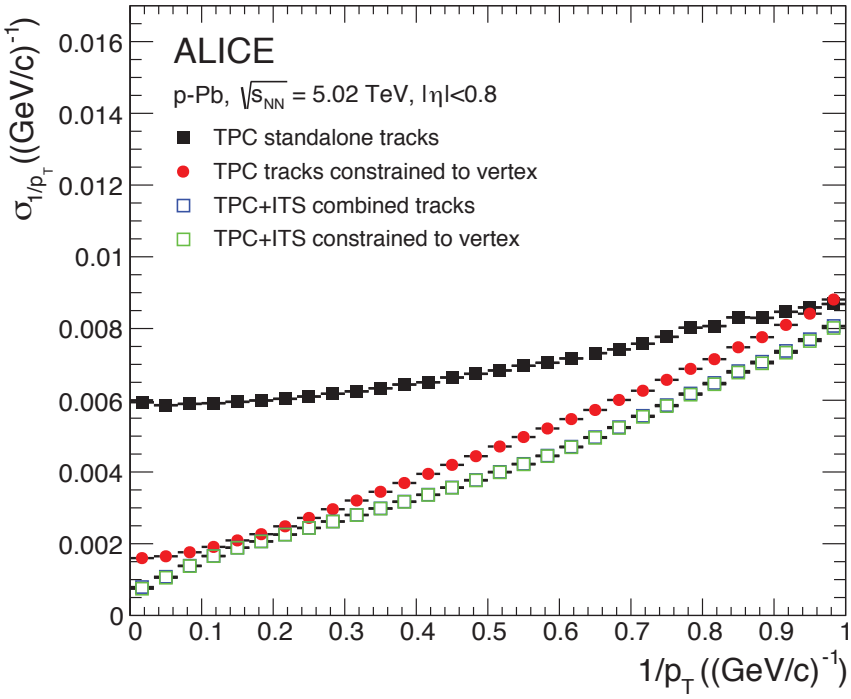

FIGURE III.6 – Résolution sur l'inverse de l'impulsion transverse des traces reconstruites par la TPC seule et TPC–ITS, avec et sans contrainte au vertex primaire, pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV [143].

III.D Identification de particules

Différentes techniques existent pour effectuer une identification de particules dans ALICE. Entre autres, des absorbeurs sont utilisés pour filtrer les muons vers le spectromètre à muons d'ALICE, des calorimètres électromagnétiques (EMCal) ou des détecteurs à rayonnement de transition (TRD) peuvent être employés pour identifier les électrons. Dans ce qui suit, nous décrirons succinctement les deux principes d'identification phares dans la région de rapidité centrale, applicables aux particules chargées, auxquels on aura en particulier recours dans ce travail de thèse : la mesure des pertes linéiques d'énergie dans la TPC (III.D-1) et l'étude du temps de vol par le TOF (III.D-2).

III.D-1 Pertes linéiques d'énergie dans la TPC

La mesure de la perte moyenne d'énergie par unité de longueur, $\langle \mathrm{d}E/\mathrm{d}x \rangle$, dans la TPC est réalisée par la mesure simultanée *(i)* de l'impulsion de la particule chargée, et *(ii)* de la perte d'énergie la plus probable par unité de longueur. Cette dernière quantité, échantillonnée sur de faibles intervalles de distance tout le long de la trace, est corrélée à la quantité de charges recueillie par la TPC après ionisation (section 3.2 de [145]). La perte linéique moyenne d'énergie d'une particule chargée est mathématiquement décrite par la formule de Bethe-Bloch. Dans ALICE, cette formule est adaptée par une paramétrisation [143] initialement proposée par la collaboration ALEPH :

$$\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \right\rangle (\beta\gamma) = \frac{P_1}{\beta^{P_4}} \cdot \left(P_2 - \beta^{P_4} - \ln \left[P_3 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{P_5}} \right] \right) \tag{III.5}$$
$$\beta\gamma = \frac{p}{M \cdot c}$$

avec :

- β la vitesse de la particule ionisante, relativement à la célérité de la lumière ;
- $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, le facteur de Lorentz ;
- P_{1-5} des paramètres libres à ajuster sur la mesure ;
- p la quantité de mouvement de la particule ionisante ;
- M la masse de la particule ionisante.

Les pertes linéiques moyennes d'énergie mesurées par la TPC, en fonction de la rigidité magnétique p/z de la particule ionisante (où z est ici sa charge), sont présentées figure III.7 pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Les courbes paramétrées de pertes moyenne d'énergie par unité de longueur (Eq. III.5), sont présentées pour les électrons, pions et kaons chargés, protons et deutérons. En-dessous environ 1 GeV/c, les courbes des différentes espèces sont suffisamment séparées pour permettre une identification trace par trace. On se situe en fait dans la zone dominée par le terme en $1/\beta^{P_4}$ ($1/\beta^2$ pour la formule de Bethe-Bloch), avant d'atteindre le minimum d'ionisation. À plus haute impulsion, dans la région dite de la remontée relativiste (proportionnelle à $\ln(\beta\gamma)^{P_5}$), les courbes se superposent. L'identification est encore réalisable, cette fois de manière statistique, à l'aide d'ajustements de multiples fonctions gaussiennes. La résolution en $\langle \mathrm{d}E/\mathrm{d}x \rangle$ de la TPC est de l'ordre de 5% dans les collisions pp, pour les traces isolées reconstruites avec 159 clusters [143].

III.D-2 Temps de vol par le TOF

Comme on l'a vu à la sous-section III.B-2.iii, la résolution intrinsèque du TOF sur le temps d'arrivée d'un pion ou d'un kaon de 1 GeV/c est de 56 ps pour le *run* 2 du LHC [141]. Pour connaître le temps absolu qu'à mis une particule chargée pour atteindre les éléments de détection du TOF, le temps de départ (le temps

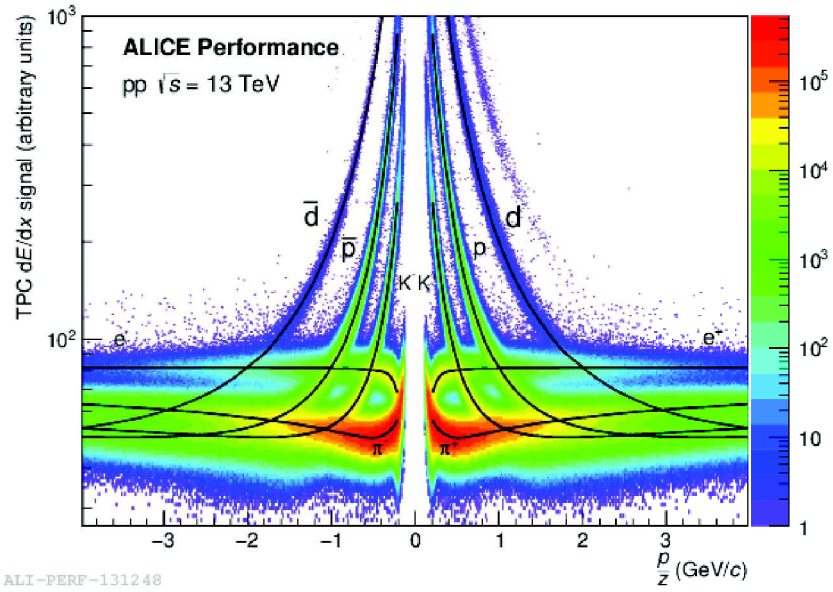

FIGURE III.7 – Signal de pertes linéiques moyennes d'énergie $\langle \mathrm{d}E/\mathrm{d}x \rangle$ des particules chargées dans la TPC, en fonction de leur rigidité magnétique, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Les courbes désignent la paramétrisation de la perte d'énergie moyenne attendue (PWG-*Physics Performance*, ALI-PERF-131248).

de l'événement) peut être estimé de différentes manières classées ici par ordre de précision croissante :

(i) En utilisant les détecteurs Cherenkov T0A et T0C (tableau III.1). Ces derniers possèdent une résolution en temps de 40 ps pour les collisions pp et pouvant avoisiner 20–25 ps dans les collisions Pb–Pb. L'efficacité de déclenchement des T0, individuellement, est cependant de 70% pour les collisions pp, voir de 50% pour des signaux en coïncidence dans le T0A et le T0C [143].

(ii) Par une estimation hors ligne (*offline*) à partir du temps d'arrivée d'au moins trois particules chargées dans le TOF. La résolution en temps peut alors approcher les 30 ps lorsque 30 traces sont utilisées par l'algorithme [7]. Cette méthode est généralement employée en absence d'information dans les T0.

(iii) Avec une estimation du temps de croisement des faisceaux, typiquement de 25 ns (III.A-1). Cette méthode est à utiliser en derniers recours, si les options *(i)* et *(ii)* ne sont pas envisageables.

Connaissant les temps de départ et d'arrivée d'une trace, ainsi que sa distance parcourue évaluée par la trajectographie (III.C-2), la vitesse de la particule, ou plutôt sa vitesse réduite $\beta = v/c$, peut être déterminée. La distribution de β

7. Dans les collisions Pb–Pb où l'on peut trouver jusqu'à 2 000 traces chargées par unité de pseudorapidité [134] (centralité 0–2,5% à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV), la résolution en temps peut facilement atteindre quelques ps.

mesuré par le TOF dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV est présenté figure III.8, en fonction de l'impulsion de la trace mesurée par la TPC. On observe une séparation, plus ou moins nette, entre les distributions des différentes espèces. Effectivement, on rappelle que la masse d'une particule est reliée à sa quantité de mouvement p et à sa vitesse réduite par

$$M = \frac{p}{c} \cdot \sqrt{\beta^{-2} - 1} \tag{III.6}$$

La séparation des espèces sera effectivement réalisable entre 0,2 et 2,5–4 GeV/c, suivant l'hypothèse de masse considérée. En dehors de ces intervalles, l'identification est réalisée statistiquement par des ajustements à multiples fonctions gaussiennes, comme dans le cas du PID par la TPC (III.D-1). Le bruit de fond provient majoritairement de traces dont des points de mesure du TOF ont été associés fortuitement, situation d'autant plus probable que la multiplicité en traces chargées est élevée [143]. Les désintégrations de particules peuvent également contribuer à ce bruit de fond.

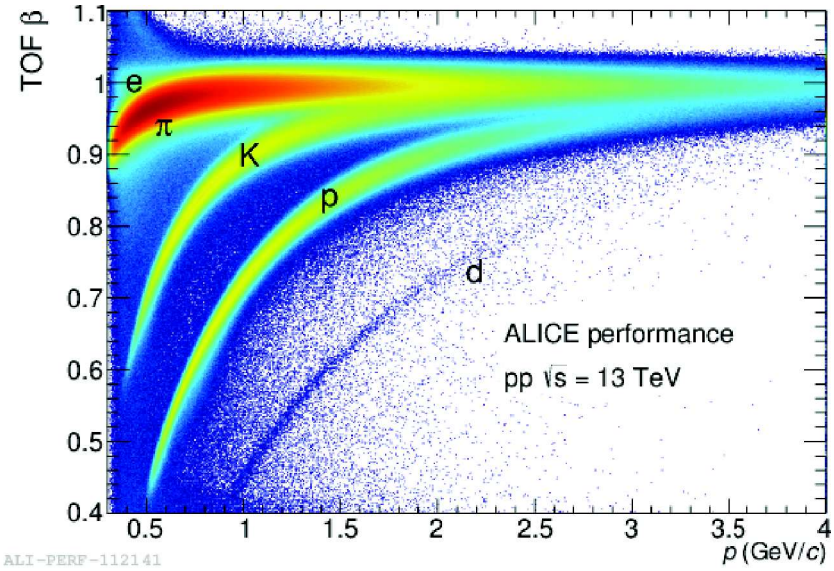

FIGURE III.8 – Distribution du β des particules chargées mesuré par le TOF en fonction de leur impulsion, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (PWG-*Physics Performance*, ALI-PERF-112141).

III.E Environnement hors ligne de calcul

Les collisions délivrées par le LHC ne seraient ni enregistrables ni analysables sans d'importants moyens informatiques, tant au niveau des ressources que des outils de calcul. Par exemple, les données brutes des seules collisions pp de 2017 représentent un volume de 4 Po, en outre à répliquer pour éviter toute perte. De ce fait, un groupe de travail, spécialement représenté dans une commission de coordination de la collaboration ALICE, s'emploie à déployer et à gérer ces aspects

« hors lignes » (*offline*). Dans les paragraphes qui suivent, nous allons surtout nous intéresser aux moyens informatiques directement utiles pour réaliser une analyse de données.

III.E-1 Logiciel AliROOT

L'environnement informatique d'analyse de la collaboration ALICE repose sur le logiciel ROOT [146], comme c'est le cas pour la grande majorité — si ce n'est la totalité — des expériences actuelles de physique des hautes énergies. Débuté au CERN en 1994, ce logiciel « orienté objet » est implémenté et s'interface à l'aide du langage informatique C++. Il fournit, entre autres choses, des outils mathématiques et statistiques permettant le traitement de grandes quantités de données. C'est donc sur cette base qu'est développé le logiciel AliROOT, spécifique à la collaboration ALICE. Il a été conçu de manière à être multi-usage, utilisable pour tous les aspects informatiques que peuvent rencontrer les collaborateurs. Le logiciel est en fait scindé en deux sous-parties :

AliROOT est la partie qui contient tout le matériel commun à la collaboration, quel que soit le travail effectuée (production de simulations, analyses, etc). On y trouve en particulier :

- un encodage de la géométrie du détecteur ALICE ;
- la gestion des formats de données expérimentales ;
- les algorithmes de reconstruction des données brutes ;
- une interface de gestion des simulations ;
- les structures d'exécution des analyses.

AliPhysics contient l'ensemble des tâches d'analyses exécutées pour aboutir à un mesure de physique. Chaque groupe de travail y possède un répertoire répertoriant les codes informatiques d'analyses des données et des simulations. Contrairement à AliROOT qui peut être utilisé indépendamment, AliPhysics dépend entièrement de AliROOT.

Les codes sources de AliROOT [8] et AliPhysics [9] sont en libre accès sur la plateforme GitHub depuis mars 2017.

III.E-2 Formats de données

Dans la collaboration ALICE, les données expérimentales sont hiérarchisées selon trois formes différentes d'abstraction croissante : les données brutes (RAW), les fichiers *Event Summary Data* (ESD) et les fichiers *Analysis Object Data* (AOD). De ces trois formes peuvent se ramifier des sous-formats. Les données brutes interviennent bien en amont des analyses de physique ; c'en sont pourtant les composants les plus élémentaires. Elles regroupent l'ensemble des informations des

8. AliROOT : https://github.com/alisw/AliRoot.
9. AliPhysics : https://github.com/alisw/AliPhysics.

systèmes de détection enregistrant les données d'une collision, nécessaires à la calibration des détecteurs et la reconstruction des événements. Les donnés brutes sont recueillies par le système d'acquisition (DAQ) puis enregistrées sur bandes magnétiques au centre de calcul du CERN nommé Tier-0 (III.E-3.i). Pour les collisions pp réalisées en 2017, la taille moyenne des données brutes était de 1,7 Mo par événement au taux nominal d'interaction (150 kHz). La taille totale du lot de données brutes pp de 2017 est de 4 Po, parmi les 19,92 Po que représente l'ensemble des données brutes stockées au Tier-0 en janvier 2018.

Les données brutes sont soumises à une première étape de reconstruction des événements (III.C), simultanément à la prise de données. Il faut compter en moyenne 2 minutes de temps réel pour la reconstruction d'un événement pp, dominé plutôt par le temps d'accès aux données (les entrées et sorties) que par le temps de calcul. Du format RAW, constitué essentiellement de dépôts de charges localisés dans un élément de détection, on passe ainsi au format ESD regroupant majoritairement des traces et des vertex. Un grand nombre d'informations liées à l'étape de reconstruction sont également disponibles, tel le nombre de dépôts de charges attachés à une trace ou les χ^2 associés à certains niveaux du filtre de Kalman. Un événement reconstruit au format ESD occupe environ 100 kB d'espace disque, correspondant à une réduction de taille d'un facteur 150–200 par rapport à un événement au format RAW.

Les fichiers ESD sont bien moins volumineux que les données brutes et sont principalement utilisés pour les études de performance et pour certaines calibrations. Avec les données du *run* 2, très peu d'analyses de physique sont effectuées avec les ESD, format jugé encore trop lourd et demandant souvent d'importantes ressources de calcul. Le format privilégié pour les analyses de données est plutôt le AOD, similaire au format ESD, filtré des informations la plupart du temps non-utilisées lors des analyses (par exemple, certains paramètres de la matrice de covariance des traces). La taille des fichiers AOD est 5 à 10 fois plus petite que celle des fichiers ESD, réduisant conséquemment le temps de traitement — dominé par les entrées/sorties — des tâches d'analyse. Pour certaines analyses, il est possible d'ajouter une étape de pré-analyse, préparant les événements dans des « deltaAOD » en vue de leur étude prochaine. Pour les mésons D, la pré-analyse consiste, entre autres, à reconstruire les vertex de désintégration candidats et à ne conserver que ceux dont la masse reconstruite avoisine les masses des mésons D. Ainsi, lors de l'exécution des tâches d'analyse, la reconstruction des vertex de désintégration n'aura pas à être répétée, ceux-ci étant devenu les données d'entrée des analyses.

Par ailleurs, les informations afférentes à la prise de données (comme les systèmes de déclenchement utilisés, ou l'intensité du courant dans les aimants), et aux conditions de faisceaux (nombre de paquets, taux d'interaction, etc) sont conservées dans un registre (*logbook*) [147]. Les renseignements relatifs à l'alignement, la calibration des éléments de détection, ou encore l'orientation du champ magnétique sont stockées dans une base de données, nommée *Offline Condition Data Base* (OCDB). Cette dernière est exploitée pour adapter au mieux les simulations

aux conditions réelles du détecteur.

III.E-3 Calcul distribué

III.E-3.i Grille de calcul

La grille de calcul du *Worldwide LHC Computing Grid* (WLCG), partagée par les expériences du LHC, consiste en un regroupement de fermes de calcul agencées sous un modèle hiérarchisé à plusieurs niveaux (Tier) [148]. On y distingue :

- **Le Tier-0 :** est un centre de calcul virtuel dont les ressources sont situées d'une part sur le site du CERN et d'autre part à Budapest (Hongrie), les deux reliés par deux connexions à 100 Gbit/s. Pour ALICE, ce centre stocke les données brutes (RAW) sur bandes magnétiques, effectue la première reconstruction, et stocke les fichiers de calibration et les fichiers ESD.
- **Le Tier-1 :** constitué de 14 fermes de calcul réparties à travers le monde (9 européennes, 3 nord américaines et 2 asiatiques), dont 7 sont exploitées par la collaboration ALICE (situées en Allemagne, Corée, France, Italie, Pays-Bas, Pays nordiques et Royaume Uni). Les données RAW et ESD de la collaboration ALICE sont copiées depuis le Tier-0 dans ces centres, sur disques, où les reconstructions additionnelles sont réalisées.
- **Le Tier-2 :** rassemble 149 centres de calcul (une soixantaine pour ALICE dans 19 pays) disséminés dans le monde. Leur activité première est d'exécuter les tâches d'analyse et de produire les simulations d'événements. Les répliques (maximum 3) des fichiers ESD et AOD y sont conservées.

La fraction de ressources de calcul des 7 000 CPU physique, accessibles par la collaboration ALICE, utilisée par les analyses des données est faible au regard de la production des simulations (Tab. III.2). Les activités de reconstruction demandent deux fois moins de puissance de calcul que les tâches d'analyse. Les données de simulations occupent la majeure partie (62%) des ressources de stockage sur disque, suivies par les activités de reconstruction (31%). Moins de 10% des ressources de stockage est utilisé par l'analyse des données.

Ressource	Analyse de données	Reconstruction	Simulation
CPU	20%	10%	70%
Stockage	7%	31%	62%

Table III.2 – Fractions des ressources CPU et de stockage sur disque, utilisées en 2017 (de avril 2017 à janvier 2018) par les analyses de données, la reconstruction et les simulations.

III.E-3.ii Système de trains LEGO

Les tâches d'analyses individuelles des utilisateurs proposent une gestion inefficace des ressources CPU. Effectivement, plus de temps est passé à lire les données qu'à réaliser les calculs de la tâche elle-même. Cette spécificité découle du grand volume des données reconstruites impliquant un temps d'accès aux données long. Pour analyser un seul lot de données, il faut lire de l'ordre de 10^5 fichiers, pour un volume total de 50 To. Pour améliorer l'efficacité de l'usage des ressources CPU allouées à la collaboration ALICE, un environnement de gestion des analyses a été développé : l'environnement des trains LEGO (*Lightweight Environment for Grid Operators*) [149].

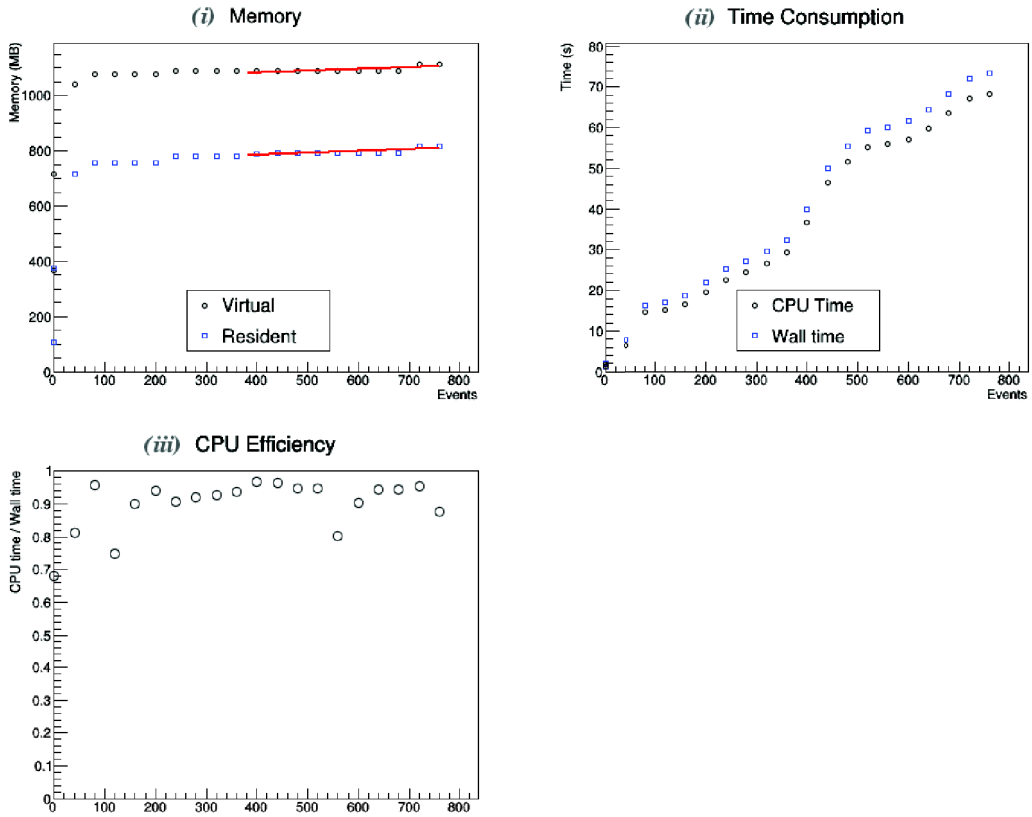

FIGURE III.9 – Résultat d'un test de consommation des ressources informatiques par un train LEGO : *(i)* utilisation de la mémoire, *(ii)* temps d'exécution et *(iii)* efficacité des ressources en CPU.

Le concept de cet environnement est de rassembler plusieurs tâches d'analyse d'utilisateurs voulant lire les mêmes lots de données et de les exécuter toutes ensemble de manière efficace. Les tâches d'analyse sont appelées les wagons, que l'on dit rassemblés en un train. Alors, les données ne sont chargées en mémoire, depuis le disque, qu'une seule fois puis traitées de multiples fois par les tâches d'analyse d'un même train. L'usage des ressources CPU gagne ainsi en efficacité. L'utilisation des trains LEGO est la méthode privilégiée pour analyser les données,

puisque plus de 70% des tâches d'analyse est exécuté via ce système. Dans le cadre des tâches d'intérêt général de la collaboration ALICE, j'ai été assigné comme opérateur des trains LEGO pour l'ensemble des analyses du PAG-D2H (III.B-1), et ce pour tous les types de données disponibles : pp, p–Pb et Pb–Pb (données et simulations).

Techniquement, les utilisateurs des trains LEGO demandent à analyser un lot de données spécifique au travers d'une page web dédiée. Les wagons sont configurés en définissant les paramètres des tâches d'analyse à utiliser, préalablement publiées dans les répertoires AliROOT et AliPhysics (III.E-1). Les opérateurs de trains sont alors chargés d'optimiser, en termes de consommation de ressources CPU, l'utilisation des trains LEGO et de leurs wagons. En particulier, les trains sont testés sur un lot restreint d'événements pour étudier l'utilisation des ressources informatiques. Comme nous en avons l'exemple figure III.9, il s'agit, entre autres, de veiller à l'utilisation de la mémoire résidente [10] et virtuelle [11], le temps d'exécution des événements [12] et l'efficacité d'utilisation des ressources en CPU. L'absence de consommation excessive (supérieure à 4 Go pour la mémoire résidente et 8 Go pour la mémoire virtuelle) et de fuite de mémoire, un temps de calcul par événement constant, une taille de fichier de sortie raisonnable, sont autant de critères indiquant un train correctement configuré. Un tel train peut alors être autorisé à lire l'intégralité du lot d'événements.

Indépendamment du gain en efficacité, le système de trains LEGO rend possible :

- une utilisation simplifiée de la grille de calcul par les utilisateurs, cachant la complexité du calcul distribué derrière une interface web.
- la tenue d'un registre, automatisé, des tâches d'analyse exécutées ayant conduit aux résultats publiés : lots de données analysés (liste des *runs*), version du code d'analyse employé, configuration spécifique des tâches d'analyse... L'environnement est un point-clé pour assurer la reproductibilité des résultats de la collaboration ALICE.

10. La mémoire résidente est la mémoire « de travail », utilisée pour les calculs de la tâche d'analyse.

11. La mémoire virtuelle est la mémoire totale, incluant la mémoire résidente et la mémoire réservée sur le disque.

12. On distingue le temps CPU (*CPU time*), temps réel d'exécution d'une tâche, du « *wall time* », temps réel total incluant le temps CPU mais aussi le temps de lecture et d'écriture.

Chapitre IV

Analyse du méson D_s^+

IV.A Enregistrement et sélection des collisions . . . 86
IV.A-1 Lots de données pp et p–Pb . . . 86
IV.A-1.i Collisions proton–proton . . . 87
IV.A-1.ii Collisions proton–plomb . . . 89
IV.A-2 Sélection des événements . . . 90
IV.A-3 Événements Monte Carlo . . . 94
IV.A-3.i Production des événements simulés . . . 94
IV.A-3.ii Contrôle qualité des simulations . . . 95
IV.B Reconstruction des mésons D_s^+ . . . 98
IV.B-1 Présentation du canal de désintégration exploité . . . 98
IV.B-2 Sélection des traces filles . . . 101
IV.B-3 Reconstruction combinatoire du vertex secondaire . . . 103
IV.B-4 Identification de particules . . . 105
IV.B-5 Sélections topologiques et cinématiques . . . 107
IV.B-5.i Méthode standard d'optimisation . . . 112
IV.B-5.ii Méthode statistique . . . 115
IV.C Extraction du signal . . . 117
IV.C-1 Principes et méthode . . . 117
IV.C-2 Ajustement des spectres de masse invariante . . . 119
IV.C-3 Étude du pic du signal dans les simulations . . . 121
IV.D Corrections d'acceptance et d'efficacité . . . 125
IV.D-1 Facteurs d'acceptance . . . 127
IV.D-2 Facteurs d'efficacité . . . 128
IV.E Fraction prompte du signal de D_s^+ . . . 131
IV.F Section efficace . . . 135
IV.F-1 Méthode standard d'optimisation . . . 138
IV.F-2 Méthode statistique . . . 138

L'objectif de ce chapitre est de guider le lecteur au travers des différentes étapes d'identification du mésons $\mathrm{D_s^+}$ (IV.B) et de l'évaluation de sa section efficace de production différentielle en impulsion transverse :

$$\left.\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\mathrm{D\ prompt}}}{\mathrm{d}p_\mathrm{T}\mathrm{d}y}\right|_{y_\mathrm{CMS}^\mathrm{centrale}} = \frac{1}{\Delta p_\mathrm{T}} \cdot \frac{1}{\mathcal{L}_\mathrm{int}\mathrm{B.R.}} \cdot \frac{f_\mathrm{prompt}(p_\mathrm{T}) \cdot \frac{1}{2} \cdot N^{\mathrm{D}+\bar{\mathrm{D}},\mathrm{brut}}(p_\mathrm{T})\big|_{|y_\mathrm{lab}|<y_\mathrm{fid}}}{(\mathrm{Acc} \times \mathrm{Eff})_\mathrm{prompt}(p_\mathrm{T}) \cdot c_{\Delta y}(p_\mathrm{T})} \tag{IV.1}$$

Les méthodes mises en œuvre pour déterminer chacun des facteurs de l'équation seront détaillés dans une section dédiée :

- l'extraction du signal brut $N^{\mathrm{D}+\bar{\mathrm{D}},\mathrm{brut}}$ sera exposée en section IV.C ;
- l'estimation des termes correctifs d'acceptance et d'efficacité $(\mathrm{Acc} \times \mathrm{Eff})_\mathrm{prompt}$ et de rapidité $c_{\Delta y}$ sera décrite en section IV.D ;
- le calcul de la fraction prompte f_prompt de mésons $\mathrm{D_s^+}$ reconstruits sera présenté en section IV.E ;
- la normalisation par la luminosité intégrée $\mathcal{L}_\mathrm{int}$, le rapport d'embranchement B.R. et de la largeur des intervalles d'impulsion transverse Δp_T sera évoquée en section IV.F.

Les principes d'analyse du mésons $\mathrm{D_s^+}$ étant similaires pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 5{,}02$ TeV, les deux systèmes seront discutés conjointement.

IV.A Enregistrement et sélection des collisions

IV.A-1 Lots de données pp et p–Pb

Les données auxquelles nous nous sommes intéressés pour ce travail ont été collectées lors de la deuxième campagne de prise de données du LHC (*run* 2). Les collisions proton–proton à l'énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV ont été enregistrées par le détecteur ALICE du printemps à l'automne 2016. Comme à l'accoutumée les périodes de prise de données étiquetées « ions lourds », telles les collisions proton–plomb à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 5{,}02$ TeV présentées ici, ont été réalisées en fin d'année, 2016 dans le cas présent. C'est en l'espace d'une semaine de faisceaux stables, répartie entre novembre et décembre, que l'ensemble des collisions p–Pb, utilisé pour l'analyse de cette thèse, a été accumulé.

Les événements ont été sélectionnés à l'aide d'un système de déclenchement (*trigger*) dit de biais minimum (MB, pour *minimum bias*), destiné à enregistrer la quasi totalité des collisions (aux efficacités de déclenchement près) sans privilégier de processus physiques spécifiques. Les conditions de déclenchement, désignées « INT7 », s'articulent autour de :

- **Une sélection en ligne :** effectuée lors de la prise de données, requérant des signaux simultanés dans les deux scintillateurs V0A et V0C (III.B-2.iv) de part et d'autre du point d'interaction. Cette configuration de déclenchement en ligne se nomme $\mathrm{MB_{AND}}$.

- **Une sélection hors ligne :** opérée lors de la reconstruction des événements, exigeant une coïncidence temporelle entre le croisement des faisceaux et les signaux reçus des deux détecteurs V0 et, pour ce qui concerne les collisions p–Pb, des calorimètres ZDC.

Ces sélections permettent de supprimer pour bonne part *(i)* les événements faisceau–gaz, dus à l'interaction d'un proton ou un noyau de plomb du faisceau avec un atome du gaz résiduel dans le tube à vide ; et *(ii)* les coïncidences accidentelles, lorsque le système $\mathrm{MB_{AND}}$ se déclenche en l'absence de faisceau. Le système de déclenchement de biais minimum est sensible à 74,5% (96,4%) de la section efficace des interactions inélastiques pp (p–Pb) [150, 151].

La liste des *runs* (séries) de données à analyser a été construite après validation par le groupe de préparation des données d'ALICE (le *Data Preparation Group* ou DPG). Cet organe de la collaboration centralise la reconstruction, la calibration et le contrôle qualité des données enregistrées par le détecteur, avant leur utilisation dans les analyses pour les mesures de physique. Les *runs* pp et p–Pb exploités sont référencés par le DPG comme appropriés pour les analyses requérant les détecteurs du tonneau central avec utilisation du PID : les détecteurs de trajectographie et de PID (ITS, TPC et TOF) et de déclenchement (V0, T0) y sont opérationnels, selon leurs spécifications nominales. Il est à noter que pour certains *runs* pp, seule une acceptance partielle en azimut était couverte par les détecteurs (entre 73% et 97% suivant le *run*) représentant environ 14% de la statistique. Enfin, s'ajoutent à ces *runs* ceux sans informations de la part du TOF afin d'accroître la quantité de données, au dépend des efficacités de trajectographie et de PID.

IV.A-1.i Collisions proton–proton

Pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, nous disposons de neuf lots de données, issus de neuf périodes de prise de données distinctes (opérées entre le 23 avril et le 26 octobre 2016 et étiquetées 16d à 16p), correspondant à un total de 470×10^6 événements de biais minimum. Bien que possédant la même énergie de collision, les périodes diffèrent entre elles par les conditions de prises de données : d'une période à l'autre, mais aussi au sein d'une même période, l'état des faisceaux de protons délivrés par le LHC varie.

La figure IV.1 illustre en effet des variations de fréquence de collisions pp inélastiques entre périodes, s'échelonnant de 5 kHz pour la période 16d à 240 kHz pour 16j. On notera qu'à l'intérieur d'une même période les taux de collisions peuvent changer significativement, il en va ainsi de la période 16h pendant laquelle le taux a varié entre 240 kHz à 70 kHz au cours du temps. Cette hétérogénéité des fréquences de collisions provient de la diversité des schémas de remplissage (*filling scheme*, III.A-1) de l'anneau du LHC en paquets de protons. Le nombre de paquets de protons dans le LHC, le nombre de paquets de protons pouvant potentiellement se croiser au Point 2 (localisation du détecteur ALICE sur l'anneau), l'agencement des paquets en trains, l'espacement entre deux paquets d'un train et entre deux trains sont autant de paramètres, variables dans le temps, susceptibles d'affecter la prise de données dans ALICE. Or, pour les neufs périodes pp, pas moins de 21

schémas de remplissage différents sont dénombrés. On peut toutefois discerner un schéma récurrent qui consiste en environ 1 700 paquets de protons, répartis dans des trains d'une soixantaine de paquets séparés de 25 ns, pouvant se croiser au centre du détecteur. De même, le nombre moyen d'interactions inélastiques par croisement de paquets de protons dépend de la période considérée (Fig. IV.2). Au plus bas 0,3% d'interactions inélastiques aura lieu par croisement de faisceaux, pour 6,8% au plus haut. Les deux paramètres mis en lumière ici — fréquence et nombre moyen d'interactions inélastiques — ainsi que leurs effets sur les efficacités de détection et de reconstruction contribuent à différencier les périodes pp entre elles.

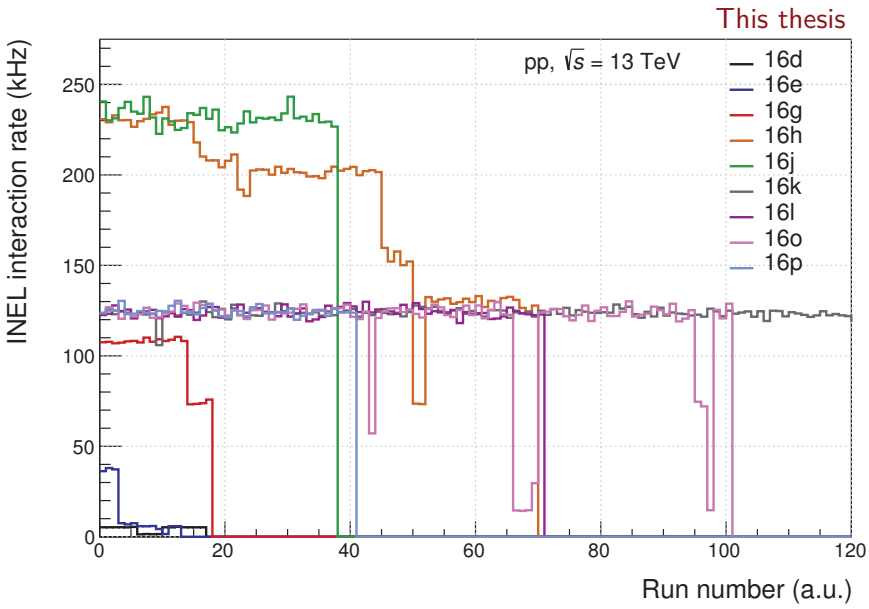

FIGURE IV.1 – Fréquence d'interactions inélastiques en fonction du numéro de *run*, pour les neuf périodes de prise de données proton–proton 2016 à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

L'énergie de collision de 13 TeV, dans le référentiel du centre de masse, est l'énergie la plus élevée disponible au LHC pour le *run* 2, et d'ailleurs la limite supérieure des accélérateurs de particules existants. La section efficace de production d'une particule augmentant avec l'énergie de collision, ce lot de données proton–proton apparaît par conséquent comme le plus adapté à la mesure du taux de production de particules rares comme les mésons D_s^+, actuellement. Relativement aux mesures existantes à $\sqrt{s} = 7$ TeV [77], l'augmentation attendue de la section efficace de production de particules est de l'ordre de 45% [1]. Enfin, en termes de nombre d'événements, le lot de données à $\sqrt{s} = 13$ TeV est 43% plus fourni que celui à 7 TeV, avec une luminosité intégrée de 8,6 nb^{-1} pour l'énergie la plus élevée et 6 nb^{-1} pour l'énergie la plus faible.

1. On applique ici la formule empirique, dite de Breakstone, reliant la multiplicité de particules à l'énergie de collision : $\langle n \rangle = a + b \cdot \ln s + c \cdot \ln^2 s$, avec $a = 0{,}8$, $b = 0{,}47$ et $c = 0{,}114$ pour les collisions inélastiques [152].

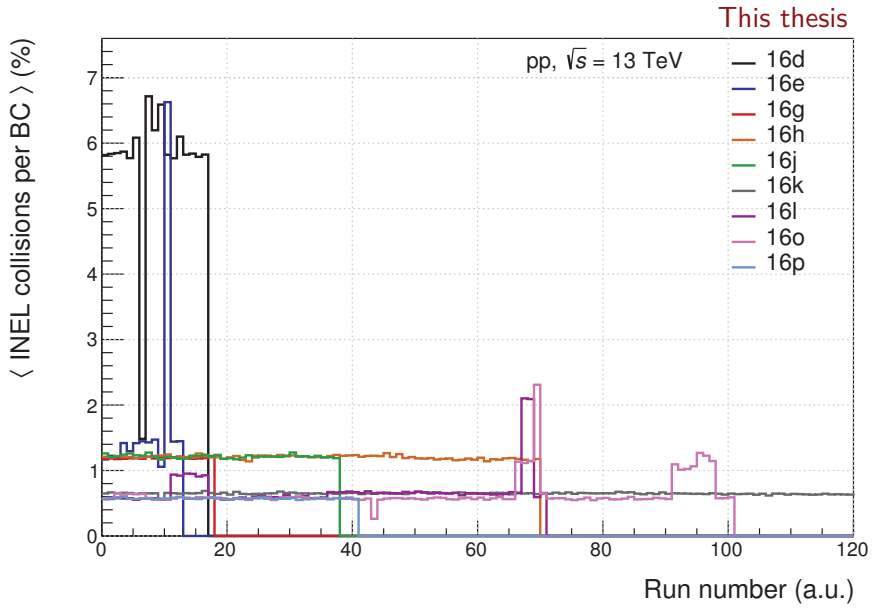

FIGURE IV.2 – Nombre moyen d'interactions inélastiques par croisement de paquets de protons en fonction du numéro de *run*, pour les neuf périodes de données proton–proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

IV.A-1.ii Collisions proton–plomb

Les données proton–plomb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV sont réparties sur deux périodes (16q et 16t enregistrées entre le 10 novembre et le 5 décembre 2016) qui, cumulées, totalisent approximativement 600×10^6 événements. Le proton et le noyau de plomb ($Z = 82$, $A = 208$) possédant une charge électrique différente et étant pilotés simultanément par les mêmes aimants supraconducteurs du LHC, il existe une asymétrie dans l'énergie des faisceaux : $E_{\mathrm{proton}} = 4$ TeV tandis que $E_{\mathrm{plomb}} = 1{,}58$ TeV par nucléon. Avec cette configuration de faisceaux, le système du centre de masse nucléon–nucléon se décale, par rapport au système propre du laboratoire, de $\Delta y_{\mathrm{CMS}} = 0{,}465$ unité de rapidité (Eq. III.2) dans la direction de circulation du faisceau de protons, du côté A vers le côté C (côté spectromètre à muons) de l'expérience.

Dans l'anneau du LHC, les paquets de protons et de plomb sont typiquement organisés par trains de 4 paquets espacés de 100 ns. Le taux de déclenchement de biais minimum était particulièrement élevé lors des collisions p–Pb comparé à celui des collisions pp : 760 Hz en moyenne pour les premières (avec quelques *runs* à 410 ou 510 Hz) contre 260 Hz pour les secondes. Cette observation semble contre-intuitive lorsque l'on sait que la fréquence d'interactions inélastiques p–Pb, de 16–20 kHz, est bien plus faible que les centaines de kHz des collisions pp (voir Fig. IV.1). En fait, durant les *runs* pp, la bande passante destinée à l'enregistrement des données est partagée entre les déclenchements d'événements de biais minimum et ceux d'événements rares (collisions de hautes multiplicités, présence de jets, de quarkonia...). Tel qu'on peut le remarquer figure IV.3, seuls 30% des événements

pp enregistrés sont étiquetés événement de biais minimum INT7. Au cours de la prise de données p–Pb, en revanche, du fait de sa courte durée et de la volonté de la collaboration ALICE de collecter le plus grand nombre d'événements possible, la bande passante a été prioritairement dédiée aux événements de biais minimum. En contrepartie, les lots de données d'événements rares sont dépeuplés. Par ailleurs, avec un taux moyen d'interactions inélastiques par croisement de faisceaux de $\mu_{\mathrm{LHC}} = 0{,}5\%$, la probabilité d'avoir deux collisions dans un même croisement est de l'ordre de $\mu_{\mathrm{LHC}}/2 = 0{,}25\%$ (d'après la relation V.8 de [140]).

De surcroît deux sous-groupes de déclenchement d'événements, basés sur la présence ou non du SDD, ont été mis en place :

- **Sous-groupe « CENT » :** regroupant les événements INT7 possédant des informations délivrées par le SDD. Ce sous-groupe correspond au déclenchement de biais minimum par défaut, utilisé habituellement dans les collisions pp.
- **Sous-groupe « FAST » :** regroupant les événements INT7 ne possédant pas d'informations délivrées par le SDD.

Le SDD nécessite effectivement un temps de lecture de 6,5 μs, relativement élevé par rapport au SPD (300 ns) et au SSD (1 μs), ce qui limite la fréquence de déclenchement de biais minimum. La fréquence de déclenchement limitée à 760 Hz en moyenne dans le sous-groupe CENT (communément employé) passe à 1500 Hz dans le sous-groupe FAST. En combinant ces deux sous-groupes de déclenchement d'événements — avec (CENT) et sans (FAST) SDD — la quantité de données enregistrée est doublée par rapport à la configuration de déclenchement ordinaire CENT. Ce procédé a malgré tout un prix : celui d'une plus faible efficacité de reconstruction des traces, notamment au niveau de la prolongation des traces de la TPC vers l'ITS (III.C-2).

Avec une énergie de collision similaire à celle du *run* 1, les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV du *run* 2 ne représentent pas en elles-mêmes une nouveauté. Toutefois l'échantillon de données exploité présentement est près de six fois plus important que celui disponible en 2013 lors du *run* 1, pour des analyses d'observables similaires précédemment publiées [76, 95, 153]. Il est donc escompté une mesure de la production des mésons D plus précise qu'auparavant, dont l'incertitude statistique sera réduite d'au moins $1 - 1/\sqrt{6} = 60\%$ et dont les incertitudes systématiques seront plus finement évaluées.

IV.A-2 Sélection des événements

Outre le système de déclenchement de biais minimum permettant d'échantillonner les événements (IV.A-1), des sélections additionnelles sont appliquées *a posteriori*, au moment de l'analyse des données. Nous les passons en revue ci-dessous.

Vertex primaire. La présence d'un vertex primaire d'interaction reconstruit est requise, faute de quoi l'événement est écarté. À ce stade deux types

de vertex primaires reconstruits coexistent : le vertex de type SPD, identifié à partir de tracklets (segments de trace bâtis depuis les deux couches du SPD, III.C-1) [2] ; et le vertex reconstruit au moyen de traces *globales* possédant notamment des informations combinées de l'ITS et de la TPC. Dans nos analyses, seuls ces derniers vertex primaires sont considérés : compte tenu de la connaissance de la courbure des traces, contrairement aux tracklets, la position transverse (x, y) des vertex de traces globales est mieux contrainte qu'avec les seules tracklets. Même si les vertex SPD bénéficient d'une efficacité de reconstruction supérieure (96% contre 81% en pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [142]), la résolution des vertex de traces globales est prioritaire pour l'identification du méson $\mathrm{D_s^+}$: les performances des sélections topologiques (IV.B-5) dépendent en effet de la qualité de la reconstruction des vertex secondaires et primaires. D'ailleurs, comme on le verra dans la sous-section IV.B-3, afin de parfaire la reconstruction de la position et de la matrice de covariance du vertex primaire, position et matrice sont recalculées en omettant les traces filles des candidats $\mathrm{D_s^+}$.

Empilement d'événements. Chaque événement ne doit être le produit que d'une seule collision inélastique. Effectivement, la stratégie d'association des dépôts de charges (*clusters*) à des traces dans ALICE suppose l'existence d'un unique vertex d'interaction (III.C-2). Toute présence de *clusters* associés à de traces issues d'un second vertex d'interaction biaiserait la stratégie de reconstruction des traces. Or, comme le suggère la figure IV.2, la probabilité d'enregistrer plusieurs collisions dans un même croisement de paquets est appréciable : on parle alors d'empilement intra-paquet (*in-bunch*). S'ajoute à cela un empilement dit inter-paquet (*out-of-bunch*), lorsqu'un détecteur enregistre, dans le même temps d'intégration, plusieurs collisions résultant de croisements de paquets différents. Tandis que la première espèce d'empilement (*in-bunch*) est observée de la même façon par tous les détecteurs, la seconde (*out-of-bunch*) affecte différemment les détecteurs en fonction de leur temps de lecture. Typiquement, pour des trains de 40 paquets de protons espacés de 25 ns avec 1000 ns d'écart entre les trains (représentatif des collisions pp), les quelques 100 μs de temps de lecture de la TPC englobe potentiellement jusqu'à 2 000 croisements de faisceau [3]. Le SPD, bien plus rapide, demande 300 ns pour la lecture des signaux de ses pixels (100 ns en utilisation *trigger*) correspondant à 12 (4) croisements de paquets au plus.

Fort heureusement, différentes méthodes existent afin de limiter les deux types d'empilement discutés plus haut. La première consiste à rechercher la présence de multiples vertex d'interaction reconstruits à l'aide du *Vertexer*

2. Parmi les vertex SPD on distingue les vertex $\mathrm{SPD_Z}$, dont seule la coordonnée longitudinale z suivant l'axe du faisceau est connue, et les vertex $\mathrm{SPD_{3D}}$, dont les trois composantes spatiales sont calculées (section 4.1 de [142]).

3. Avec une probabilité d'interaction par croisement de faisceaux de l'ordre du pourcent, on comprend alors que, dans une grande partie des données du *run* 2, la TPC enregistre plus d'une collision par temps d'intégration des signaux.

SPD. Cette approche permet d'identifier les collisions *in-bunch* et *out-of-bunch* survenant dans la fenêtre de lecture du SPD (300 ns). Pour ce faire, les tracklets non associées au vertex primaire d'interaction sont utilisées pour rechercher des vertex supplémentaires (empilés) d'interaction. Un événement comportant plusieurs vertex d'interaction reconstruits est catalogué événement empilé. Cette recherche de plusieurs vertex d'interaction peut cependant générer des événements empilés « faux-positifs » ; *id est* un événement à unique vertex primaire dont des tracklets pointent fortuitement dans des régions distinctes de l'espace et, donc, considéré comme empilé. Pour maximiser l'efficacité de réjection des événements empilés tout en limitant l'exclusion de faux-positifs, tout deux dépendant de la multiplicité de l'événement, des contraintes sont appliquées portant sur le nombre minimal de tracklets $N_{\text{tracklets}}$ pointant vers des vertex supplémentaires et sur la distance longitudinale minimale Δz entre le vertex primaire et les vertex supplémentaires d'interaction. Les préconisations sont les suivantes :

- Collisions pp de basse multiplicité : $|\Delta z| > 0{,}6$ cm et $N_{\text{tracklets}} > 3$.
- Collisions pp de haute multiplicité : $|\Delta z| > 0{,}8$ cm et $N_{\text{tracklets}} > 5$.

La première sélection est employée pour l'analyse pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

L'analyse p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV ne saurait se satisfaire de la méthode de *Vertexer* SPD puisque celle-ci ne s'applique correctement que pour les événements dont le nombre de *clusters* dans les deux couches du SPD est inférieur à 300 (de par une coupure fixe dans le code de reconstruction des vertex d'interaction). Si cette coupure est raisonnable pour les collisions pp, elle n'est pas envisageable pour les collisions p–Pb où la multiplicité de particules, et donc de *clusters*, est plus élevée. Une recherche des vertex secondaires d'interaction à l'aide des traces, plutôt que des tracklets, est préférée. On rejettera alors les événements possédant un vertex supplémentaire s'il est simultanément :

- identifié à partir de plus de 5 traces ;
- séparé du vertex primaire d'une distance longitudinale minimale de 15 unités d'incertitude ($|\Delta z/\sigma_{\Delta z}| > 15$).

La résolution sur la position longitudinal du vertex primaire augmente avec la multiplicité de l'événement. Il est de l'ordre de 120 μm (50 μm) pour les événements à 10 (50) tracklets (section 4.3.1 de [142]).

En dernier ressort, une protection « passé-futur » est mise en œuvre pour éliminer l'empilement *out-of-bunch* résiduel dans la fenêtre de lecture du SPD. Cette sélection s'appuie sur la corrélation entre le SPD et les V0A et V0C, aux temps de lecture différents (25 ns pour les V0 en mode *trigger* en ligne). Concrètement si les V0 observent un surplus d'activité durant le temps d'intégration du SPD, soit sur 10 croisements de faisceau antérieurs et postérieurs à l'événement déclenché, ce dernier est rejeté.

Position longitudinale du vertex primaire. Pour finir, le vertex d'interaction ne doit pas s'éloigner de plus de 10 cm du centre géométrique du

détecteur dans la direction longitudinale z, parallèle à l'axe du faisceau. Cette sélection permet de préserver l'acceptance géométrique des effets de bord : une trace émise à partir du vertex primaire dans $|\eta_{\text{lab}}| < 0{,}9$ restera dans l'acceptance des détecteurs centraux et sera en mesure de satisfaire les critères minimaux de qualité des traces (IV.B-2).

Les taux d'événements rejetés par les sélections décrites ci-dessus sont quantifiés pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV (figure IV.3). On observe que l'efficacité de reconstruction du vertex d'interaction est supérieure en p–Pb par rapport à pp, ce que l'on conçoit aisément sachant que la position du vertex primaire est d'autant mieux définie qu'il y a de traces pour la contraindre ; or la multiplicité en traces chargées est plus élevée en p–Pb qu'en pp. La proportion d'événements exclus pour cause d'empilement de collisions est également supérieure dans les collisions proton–proton du fait d'un taux d'interactions inélastiques important. Pour finir, le pourcentage d'événements p–Pb dont le vertex d'interaction se situe en dehors des limites imposées $|\Delta z| < 10$ cm correspond au double de celui de pp. Il s'agit ici d'un effet lié à l'emplacement de la région de croisement des faisceaux dans ALICE, déterminé par l'optique du LHC : la position longitudinale du vertex d'interaction est distribuée selon une loi gaussienne, dépendante de la période de prise de données (Fig. IV.4). Cette distribution gaussienne n'est généralement pas centrée en 0, autrement dit, en moyenne, les collisions n'ont pas lieu au centre du détecteur. On remarque effectivement que les valeurs moyennes des neuf périodes pp varient entre $z_{\text{vtx}} = 0{,}55$ et $1{,}05$ cm, tandis qu'elle vaut 1,6 cm dans les collisions p–Pb. Ces décalages observés, cumulés à des écarts-types inégaux ($\sim 4{,}5$ cm en pp pour $\sim 6{,}3$ cm), suffisent à expliquer la réduction d'acceptance notée dans les collisions p–Pb.

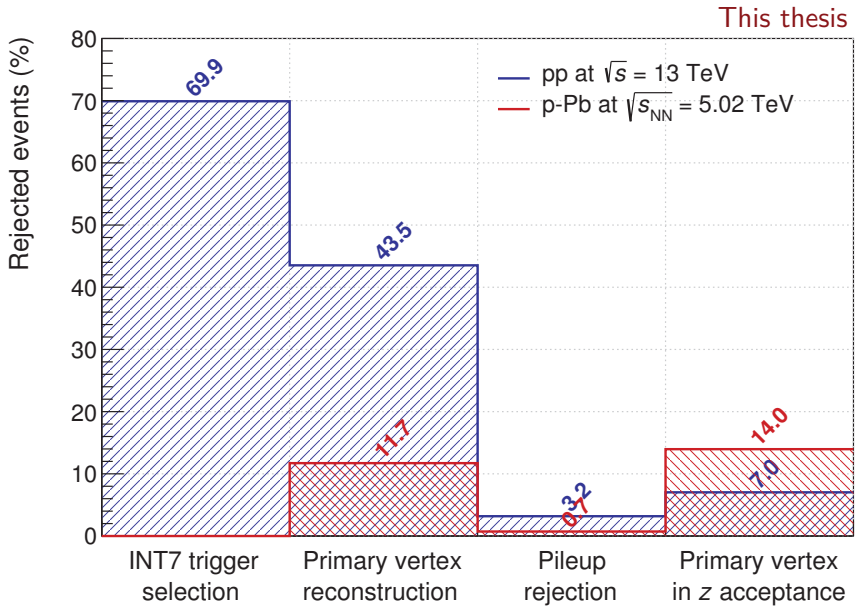

FIGURE IV.3 – Taux d'événements enregistrés sur disque rejetés par les sélections des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (bleu) et p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV (rouge).

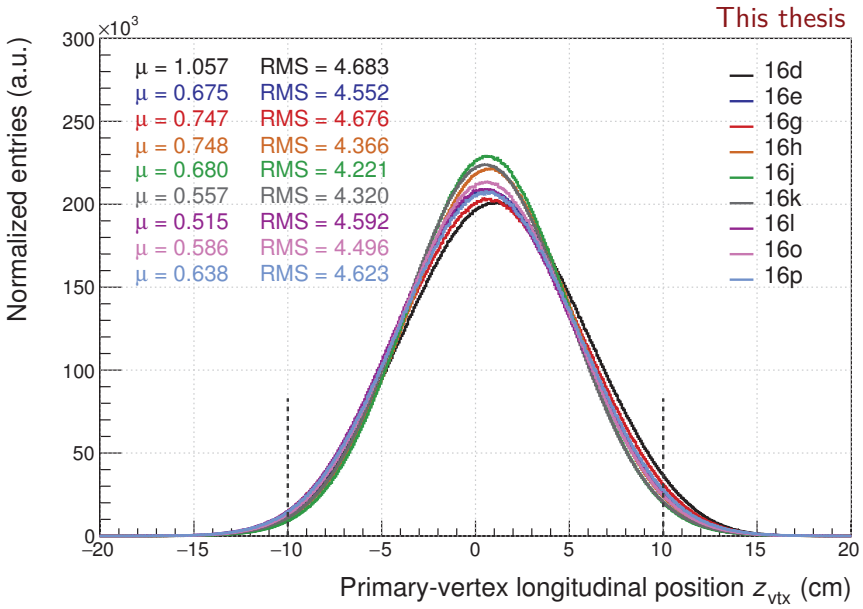

FIGURE IV.4 – Distribution de la position longitudinale du vertex d'interaction pour les neuf périodes pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Les valeurs moyennes μ et écarts-types RMS sont reportés en cm.

IV.A-3 Événements Monte Carlo

En supplément des données où des mesures brutes seront extraites, nous aurons besoin de simulations réalistes pour optimiser nos méthodes de reconstruction et de sélection des mésons D_s^+ et pour en évaluer les efficacités. Chaque lot de données enregistrées, collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, possède son propre lot associé d'événements simulés. Ces simulations sont générées *run* par *run*, tenant compte de la position du point de collision dans ALICE et de la configuration des détecteurs. Pour minimiser l'espace de stockage et le temps de calcul, le nombre d'événements simulés n'est pas égal au nombre d'événements enregistrés dans les données. Néanmoins, la quantité d'événements dans un *run* simulé est proportionnelle au poids relatif du *run* de données par rapport au nombre total d'événements réels enregistrés. Si un *run* comporte 5% des données INT7 d'une période, alors le *run* simulé correspondant contiendra aussi 5% des événements simulés pour cette période.

IV.A-3.i Production des événements simulés

La première étape d'une simulation est la génération des événements par tirages aléatoires « Monte Carlo ». Celle-ci consiste à créer un ensemble de particules, de cinématiques réalistes, à partir d'un point de collision simulé. Les générateurs d'événements cherchent également à reproduire la topologie de la collision : multiplicité des particules espèce par espèce, distributions en impulsion et en angle. Dans le cadre de ce travail de thèse, j'ai participé à la mise en place des productions Monte Carlo spécifiques à l'étude des hadrons de saveurs lourdes, détaillées

ci-dessous. Pour les collisions simulées pp et p–Pb, pour ce qui concerne la partie « charmée », le générateur d'événements employé est Pythia v6.4.21 [64] à l'énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV pour les premières collisions et de $\sqrt{s} = 5{,}02$ TeV pour les secondes. La version (*tune*) de Pythia utilisée, Perugia 2011 [154], prenant en entrée les fonctions de distributions partoniques publiées par la collaboration CTEQ [155], traite les processus partoniques durs avec une précision LO+LL. Les interactions parton–parton multiples y sont en particulier prises en compte. Ce générateur permettant une certaine latitude dans le choix des processus actifs, il est demandé un enrichissement en charme via la création d'au moins une paire $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$ à rapidité centrale $|y_q| < 1{,}5$ dans chaque événement simulé. Au vu des analyses qui nous intéressent (reconstruction du méson D_s^+ dans une de ses désintégrations hadroniques), tous les hadrons charmés et beaux subséquemment formés sont forcés de se désintégrer dans un canal hadronique. Cette configuration de Pythia étant dédiée aux collisions pp de biais minimum, la conformation de l'événement créé ne coïncide pas nécessairement à celle des collisions p–Pb, surtout du fait de la multiplicité moyenne des particules supérieure en p–Pb qu'en pp. Par conséquent un événement Hijing [70], générateur orienté collisions d'ions lourds, est ajouté en événement sous-jacent à tout événement Pythia.

Après l'étape de génération des événements vient celle du transport des particules produites à travers le détecteur ALICE. Ce dernier est reproduit le plus fidèlement possible, en termes de géométrie et de budget de matière, à l'aide du logiciel Geant 3 [156]. Les interactions électromagnétiques et hadroniques des particules avec la matière du détecteur, restituées par les algorithmes de Geant, permettent de tenir compte des pertes d'énergie et diffusions que subissent les particules créées dans les collisions. La transformation des pertes d'énergie en signaux numériques, obtenus en prenant en compte la fonction de réponse des détecteurs, intervient dans une phase dite de numérisation (*digitisation*). L'étape de transport est de loin la plus gourmande en temps de calcul [4]. À la fin de cette phase, les événements simulés sont sauvegardés dans le même format que les données réelles brutes et l'étape de reconstruction habituelle peut démarrer. Nous disposons alors d'environ 70×10^6 d'événements simulés, enrichis en hadrons de saveurs lourdes, associés aux collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et de 50×10^6 événements associés aux collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV.

IV.A-3.ii Contrôle qualité des simulations

Le contrôle de la qualité des simulations Monte Carlo est réalisée à partir de l'étude d'observables caractérisant l'événement global, les caractéristiques des traces, l'identification des particules, les attributs du pic de masse invariante de mésons D, et *in fine* les efficacités de reconstruction et de sélection. On compare pour cela des distributions typiques extraites des données et des simulations en-

4. La collaboration ALICE a longtemps préféré le langage Fortran de Geant 3, significativement plus rapide pour le transport des collisions Pb–Pb, que le langage C++ de Geant 4. La migration de Geant 3 vers Geant 4 a toutefois débuté courant 2017.

richies en quarks lourds. Des ensembles de collisions simulées non enrichies, de type biais minimum, peuvent également être utilisés pour séparer et comprendre les divergences données-simulations liées à l'enrichissement en hadrons de saveurs lourdes. Nous allons illustrer ci-dessous certaines caractéristiques des simulations Monte Carlo utilisées pour les analyses du méson D_s^+, à travers l'exemple de deux distributions de contrôle parmi les deux cents auxquelles je me suis intéressé.

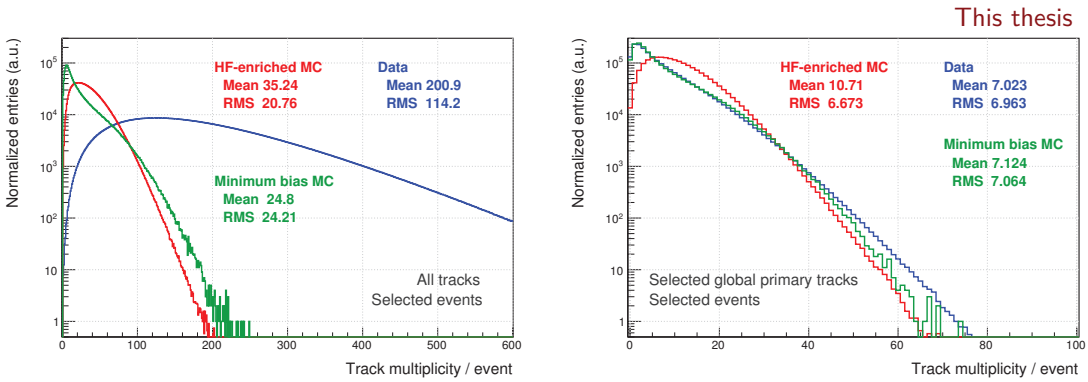

FIGURE IV.5 – Nombre de traces reconstruites par événement avant (gauche) et après (droite) sélection des événements et des traces dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour les données expérimentales (bleu), les événements simulés enrichis en quarks lourds (rouge) et non enrichies (vert).

La distribution du nombre de traces primaires reconstruites par événement dans les données n'est pas compatible avec celle des simulations. Comme on peut le voir figure IV.5-gauche, avant toute sélection des événements (sous-section IV.A-2) et de la qualité des traces (sous-section IV.B-2), le nombre de traces primaires par événement peut être extrêmement élevé dans les données comparé aux simulations. On observe effectivement une moyenne de 201 traces et un écart-type de 114 dans les données, pour une moyenne de 35 et une RMS de 21 dans les simulations enrichies. Ce phénomène est probablement dû à l'empilement d'événements, attendu dans les données mais absent des simulations Monte Carlo. Après sélection sur la qualité des événements et des traces, et donc après réjection des événements empilés, figure IV.5-droite, les distributions en multiplicité de traces globales primaires dans les données et les événements simulés non enrichis sont similaires : chacune possède une moyenne de 7 traces pour un écart-type de 7. Le nombre de traces par événement reste toutefois légèrement supérieur dans les collisions simulées enrichies en quarks lourds (moyenne de 10,7 et écart-type de 6,7). Le dépeuplement des événements de faible multiplicité en traces est en fait un effet direct de l'enrichissement, les diffusions dures qui donnent naissance aux quarks lourds sont plus violentes que la majorité des autres processus prenant place dans les collisions de biais minimum. Pour la même raison, les impulsions transverses des traces dans les simulations enrichies en quarks lourds sont globalement supérieures à celles des données ou des simulations non enrichies de biais minimum. Le léger renforcement de la queue de distribution observé dans les données par rapport aux simulations, débutant autour de 40 traces par événement, est interprété comme dû à des évé-

nements empilés passant au travers des procédures de réjection. Pour l'étude des mésons D_s^+, l'inclusion d'informations SPD dans la reconstruction des traces filles (IV.B-2) permet de rejeter une partie des événements empilés restant.

La distribution du paramètre d'impact $d_{0,xy}$, distance transverse minimale des traces extrapolées au vertex primaire (schéma Fig. IV.13), obtenue avec les événements MC est différente de celle observée dans les données (Fig. IV.6). La valeur moyenne de la distribution dans les simulations de biais minimum est décalée de 5–10 μm à haut p_T et de 20–30 μm à bas p_T par rapport aux données. De plus la résolution sur le paramètre d'impact est meilleure de 5–10% dans les simulations Monte Carlo que dans les données. Ces deux caractéristiques des simulations dépendent de la région en azimut du détecteur et de la polarité du champ magnétique. Leur origine semble due à un mauvais alignement de certains modules du SPD par rapport au reste de l'ITS, dans les données, du fait de leur mise en service tardive pour la prise de données du *run* 2. Pour gommer ces divergences, les simulations sont corrigées « en ligne », lors des analyses, en recentrant la distribution du paramètre d'impact et en détériorant la résolution des traces de manière à se rapprocher des attributs des données. Les matrices de covariance des traces sont mises à jour durant cette étape. On remarque également que les ailes de la distribution du paramètre d'impact des simulations enrichies sont plus relevées que dans les données (écart-type de 0,018 μm contre 0,017 μm), conséquemment à la sur-abondance des quarks beaux de large distance de vol.

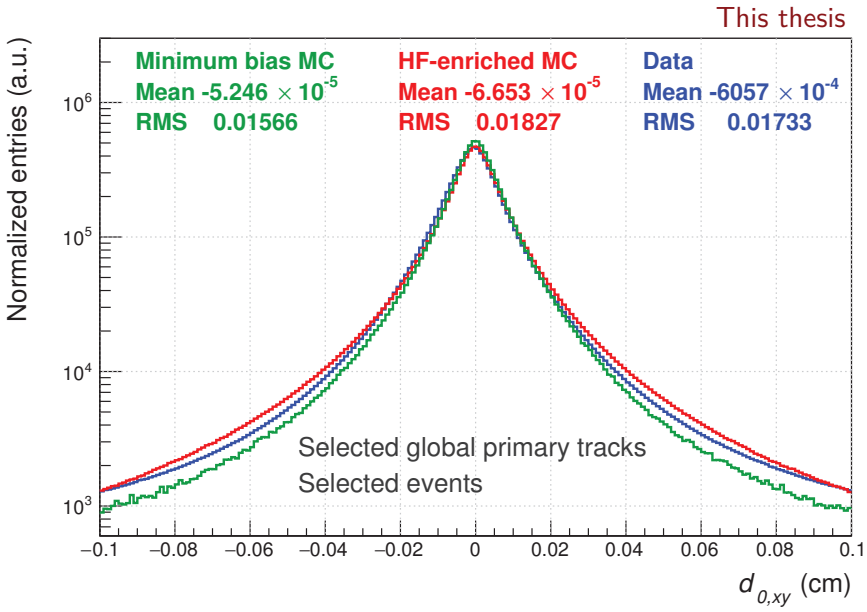

FIGURE IV.6 – Paramètre d'impact des traces avant correction dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour les données expérimentales (bleu), les événements simulés enrichis en quarks lourds (rouge) et non enrichies (vert).

IV.B Reconstruction des mésons D_s^+

IV.B-1 Présentation du canal de désintégration exploité

Le méson D_s^+ possède une masse invariante de 1,968 GeV/c^2 et une distance caractéristique de vol avant désintégration faible de 151,2 μm [8]. Les caractéristiques principales du D_s^+, mises en parallèle de celles des autres mésons D étudiés dans ALICE, sont résumées dans le tableau IV.1. C'est donc, comme tous les mésons D, une particule instable ne pouvant atteindre les premières couches de détection. En effet, la probabilité qu'une particule de masse m, de temps de vie τ et d'impulsion $\vec{p}$ survive au-delà d'une distance L_0 dans le laboratoire se détermine par :

$$P_{D_s^+}(L_0, \vec{p}) = \exp\left(-\frac{m\,L_0}{\tau\,\|\,\vec{p}\,\|}\right) \tag{IV.2}$$

La figure IV.7 illustre cette probabilité de survie dans le cas des mésons D_s^+ émis au vertex d'interaction et à rapidité nulle, où la norme de l'impulsion totale $\|\,\vec{p}\,\|$ correspond donc à l'impulsion transverse p_T. On remarque que la probabilité de survie des mésons D_s^+ au-delà de 10 mm est négligeable même pour des impulsions élevées (35 GeV/c) relativement à celles maniées dans les analyses présentées (16 GeV/c au maximum en pp et 24 GeV/c en p–Pb). La première couche de détection, le SPD, étant placée à 3,9 cm du point de collision, il est vain d'espérer détecter directement des mésons D_s^+ : ceux-ci n'atteignent pas même les parois du tube à vide éloignées de 2,9 cm. Deux précisions doivent être apportées pour appréhender ces résultats :

(i) En fait, la position transverse moyenne du vertex d'interaction ne se situe pas exactement à l'origine du détecteur mais s'en éloigne d'environ 3,7 mm ($\bar{x}_{\text{vtx}} \simeq 0{,}7\ mm$ et $\bar{y}_{\text{vtx}} \simeq 36{,}7\ mm$). Toutefois, même en tenant compte de cet écart, les D_s^+ ne parviennent pas au SPD.

(ii) Les mésons D_s^+ en question sont émis à partir du vertex d'interaction, ils sont dit *prompts*. Il existe par ailleurs une population de D_s^+ secondaires, issue de la désintégration de hadrons de masse supérieure — typiquement des mésons B (voir tableau IV.1) — que l'on qualifie de population *non-prompte*. La probabilité de survie des mésons D_s^+ non-prompts est alors modifiée de la sorte :

$$P_{D_s^+}(L_0, \vec{p_b}\,) = \int_0^{L_0} \frac{m_b}{\tau_b\,p_b} \exp\left(-\frac{m_b\,l_b}{\tau_b\,p_b}\right) \exp\left(-\frac{m_{D_s^+}\,(L_0 - l_b)}{\tau\,\varepsilon_b\,p_b}\right) \mathrm{d}l_b, \tag{IV.3}$$

où l'indice b réfère au hadron émettant le D_s^+, l'absence d'indice se rapporte au D_s^+ lui-même et la variable ε_b correspond à la fraction d'impulsion p_b emportée par le D_s^+ (section V.B-5 de [140]).

La figure IV.7 met en lumière la probabilité de survie du D_s^+ provenant d'un B^+ ($c.\tau = 491\ \mu$m), lorsque ces deux mésons sont émis exactement à rapidité nulle et que le D_s^+ emporte la quasi-totalité de l'impulsion du B^+ ($z = 0{,}99$). Ce cas extrême, à la limite du réalisme, a le bénéfice d'estimer la

distance maximale que pourrait atteindre un méson D_s^+. Même dans cette situation, ce dernier ne parvient pas aux les premiers éléments de détection.

Hadrons	Masse (GeV/c^2)	$c.\tau$ ou Γ	Canal de désintégration	B.R.
D^0 $(c\bar{u})$	1,865	122,9 μm	$D^0 \to K^-\pi^+$	3,89%
D^+ $(c\bar{d})$	1,870	311,8 μm	$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	8,98%
			$D^+ \to [\phi(1020) \to K^+K^-]\pi^+$	0,26%
D_s^+ $(c\bar{s})$	1,968	151,2 μm	$D_s^+ \to [\phi(1020) \to K^+K^-]\pi^+$	2,27%
			$D_s^+ \to [K_S^0 \to \pi^+\pi^-]K^+$	1,04%
D^{*+} $(c\bar{d})$	2,010	83,4 keV/c^2	$D^{*+} \to D^0\pi^+$	67,70%
B^0 $(d\bar{b})$	5,280	456 μm	$B^0, B^\pm, ... \to \overline{D^0} + X$	59,50%
B^+ $(u\bar{b})$	5,279	491 μm	$B^0, B^\pm, ... \to D^- + X$	23,70%
B_s^0 $(s\bar{b})$	5,367	452 μm	$B^0, B^\pm, ... \to D_s^+ + X$	10,10%
Λ_b^0 (udb)	5,620	441 μm	$B^0, B^\pm, ... \to D^{*+} + X$	17,30%

Table IV.1 – Caractéristiques principales des mésons D étudiés par ALICE à rapidité centrale : contenu en quarks, masse invariante, distance caractéristique de vol $c.\tau$ ou largeur de désintégration Γ, canal de désintégration hadronique et rapport d'embranchement B.R. (pour *branching ratio*). Les principaux hadrons engendrant des mésons D non-prompts sont également présentés [8].

Quoiqu'il se dérobe à une détection directe, il est possible d'identifier le méson D_s^+ à partir de ses produits de désintégration. Le canal de désintégration faible (changement de saveur) communément utilisé dans ALICE est celui en $\pi^\pm$ plus $\phi(1020)$, où la résonance ϕ se désintègre ($\Gamma_\phi = 4{,}27$ MeV/c^2 ou $c.\tau_\phi = 46$ fm) en une paire K^+K^-, de rapport d'embranchement de $(2{,}27 \pm 0{,}08)\%$ [8]. La géométrie de la désintégration $D_s^+ \to [\phi(1020) \to K^+K^-]\pi^+$ est représentée figure IV.8. Comme figuré sur ce schéma, il n'est pas possible de séparer expérimentalement le vertex de désintégration du $\phi(1020)$ de celui du D_s^+. Par conséquent, l'objectif de la reconstruction sera d'identifier un jeu de trois traces, deux kaons et un pion chargés, originaires d'une même position spatiale, distante de quelques centaines de micromètres du vertex primaire : le vertex de désintégration du D_s^+, aussi appelé vertex *secondaire*. Parmi ces triplets de traces rattachés aux vertex secondaires, les candidats D_s^+ devront être séparés entre les vraies désintégrations de mésons D_s^+ et les combinaisons fortuites à trois traces imitant la géométrie et la cinématique de désintégration du D_s^+.

Ultimement, le signal de D_s^+ sera estimé par la méthode de calcul de la masse invariante. En effet, lors d'une désintégration à N corps, en tenant compte de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, la théorie de la relativité restreinte nous permet de relier la masse invariante de la particule mère à la cinématique de ses filles par :

$$M^2_{\text{mère}} = \left(\sum_{i_{\text{filles}}} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i_{\text{filles}}} \vec{p}_i\right)^2 = \left(\sum_{i_{\text{filles}}} \sqrt{m_i^2 + \vec{p}_i^{\,2}}\right)^2 - \left(\sum_{i_{\text{filles}}} \vec{p}_i\right)^2 \qquad \text{(IV.4)}$$

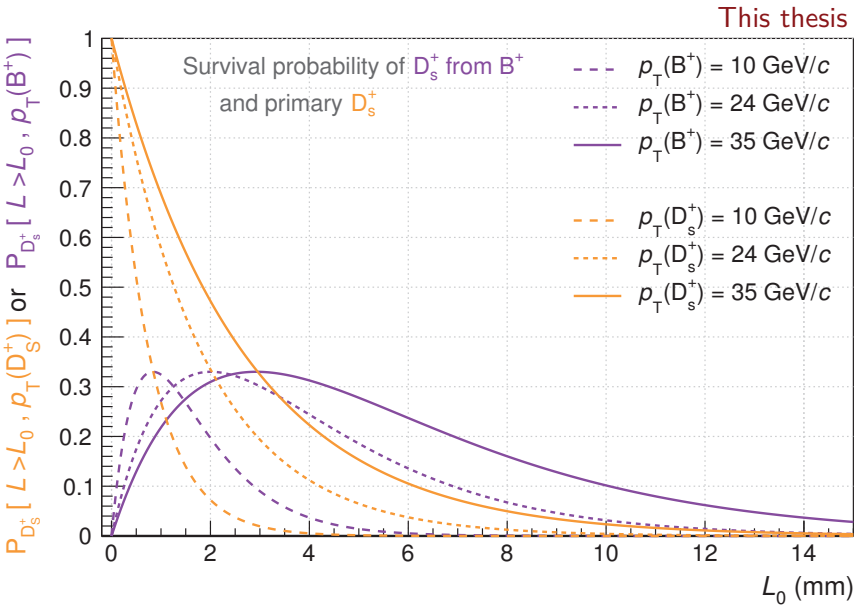

FIGURE IV.7 – Probabilité de survie des mésons D_s^+ issus du vertex d'interaction et de la désintégration de mésons B^+, émis à rapidité nulle, au-delà d'une distance L_0, pour trois impulsions transverses différentes.

Soit, dans le cas du méson D_s^+, où seules les impulsions de ses produits de désintégration sont mesurées et leurs natures supposées :

$$M^2_{\text{candidat}}(D_s^+) = \left(\sqrt{m_\phi^2 + \vec{p}_\phi^{\,2}} + \sqrt{m_\pi^2 + \vec{p}_\pi^{\,2}}\right)^2 - (\vec{p}_\phi + \vec{p}_\pi)^2 \qquad \text{(IV.5)}$$

où $m_\phi = 1\,019{,}5$ MeV/c^2 et $m_\pi = 139{,}6$ MeV/c^2 sont les masses invariantes fournies par le *Particle Data Group* [8], $\vec{p}_\pi$ est l'impulsion mesurée du π^+, et $\vec{p}_\phi = \vec{p}_{K^+} + \vec{p}_{K^-}$ est l'impulsion du $\phi(1020)$ évaluée à partir de ses deux kaons filles.

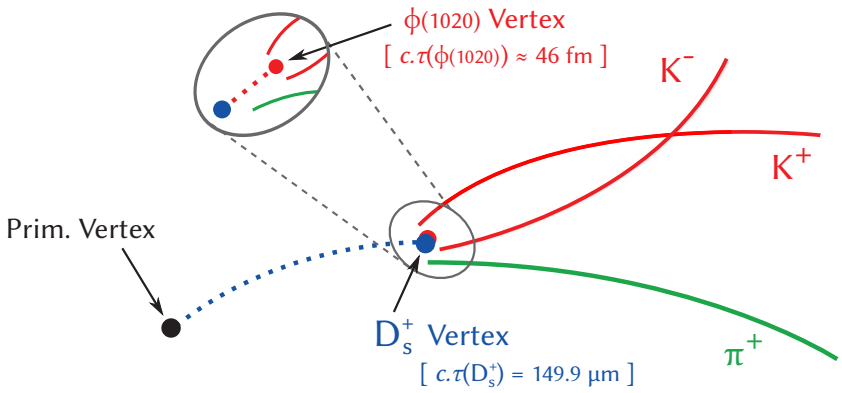

FIGURE IV.8 – Géométrie de la désintégration du D_s^+ en $\phi(1020)\pi^+ \to K^+K^-\pi^+$.

IV.B-2 Sélection des traces filles

On l'aura compris, l'unité de base pour l'analyse des mésons D_s^+ est la trace : chacune de celle créée par ses produits de désintégration chargés finaux $K^+K^-\pi^+$. Le pouvoir d'identification du vertex de désintégration du D_s^+ dépendra directement des résolutions sur l'impulsion et la trajectoire des traces, liées dans une matrice de covariance. Pour parvenir à nos fins — déterminer avec précision la cinématique et la topologie de la désintégration du D_s^+ — l'utilisation de traces dites *globales* est indispensable. Ces traces sont reconstruites à partir des informations combinées de la TPC et de l'ITS au minimum, par opposition aux traces reconstruites avec les seules informations de l'ITS d'une part (nommées traces *ITS-Standalone*) ou de la TPC d'autre part dont les paramètres (trajectoires de traces, ...) sont moins bien contraintes.

Diverses sélections sont appliquées aux traces globales d'un événement afin de garantir une résolution raisonnable sur l'impulsion et la position des traces ainsi qu'une bonne identification par perte d'énergie dans la TPC. Ces sélections sont listées ci-dessous :

- Seules les traces comprises dans la région de pseudorapidité $|\eta_{\mathrm{lab}}| < 0{,}8$ et d'impulsion transverse $p_{\mathrm{T}} > 0{,}3$ GeV/c sont conservées. Ces critères d'acceptance permettent aux traces de préserver un nombre minimal de dépôt de charges (*clusters*) dans la TPC ;
- Une trace doit être associée à un minimum de 70 clusters de la TPC, sur un total de 159 possibles ;
- L'algorithme de minimisation permettant l'estimation de l'impulsion d'une trace, au sein de la TPC, doit avoir donné $\chi^2/\mathrm{ndf} < 2$ (où ndf correspond au nombre de degrés de liberté) ;
- Dans la TPC, le rapport du nombre de lignes de pads de lecture qui sont impliquées dans la reconstruction d'une trace, sur le nombre de clusters associés à celle-ci doit être supérieur à 0,8 ;
- Les traces doivent avoir été ajustées correctement par le filtre de Kalman lors de l'étape finale de leur reconstruction (seconde propagation de l'extérieur vers l'intérieur, III.C-2) dans la TPC et l'ITS : on parle de ré-ajustement pour ces deux détecteurs (ITS- et TPC-*refit* dans le jargon ALICE) ;
- Au moins l'une des deux couches du SPD doit être impliquée dans la reconstruction de la trace. On réclame effectivement une information spatiale au plus proche des vertex primaires et secondaires. Une information dans la première couche du SPD n'est toutefois pas forcée pour conserver une efficacité élevée de reconstruction de traces.

Le résolution sur la mesure du *paramètre d'impact* d_0, représentant la distance minimale d'approche d'une trace extrapolée au vertex primaire (figure IV.13), fournit une estimation de la qualité d'une trace[5]. L'évolution de la résolution

5. La résolution sur le paramètre d'impact d'une trace convolue les paramètres de la trace et

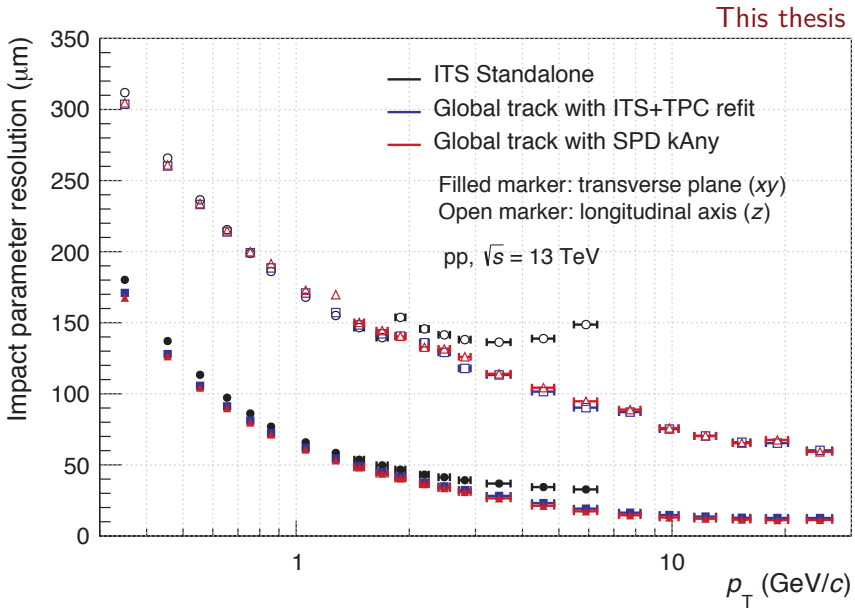

FIGURE IV.9 – Résolution sur le paramètre d'impact des traces dans $|\eta_{\rm lab}| < 0{,}8$ en fonction de l'impulsion transverse, pour différentes sélections de traces, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Les marqueurs pleins représentent la composante transverse du paramètre d'impact et les marqueurs ouverts, sa composante longitudinale.

sur le paramètre d'impact, au fur et à mesure de l'ajout de sélections décrites ci-dessus, est visible figure IV.9 en fonction de $p_{\rm T}$ pour les traces reconstruites dans la région $|\eta_{\rm lab}| < 0{,}8$ pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Quelles que soient les traces choisies, la résolution sur le paramètre d'impact diminue avec l'augmentation de l'impulsion transverse. La contribution des diffusions multiples des particules chargées, lors de leur passage au travers des couches de détection, est en fait d'autant plus grande que les impulsions des particules sont faibles. De manière générale, la composante transverse du paramètre d'impact a une meilleure résolution que la composante longitudinale. En effet, la résolution varie de 300 à 60 μm pour la dernière composante et de 170 à 20 μm pour la première. On observe également que la résolution transversale des traces *ITS-Standalone* est détériorée de 10% autour de 500 MeV/c et de 60% à 5 GeV/c au regard des traces globales pour lesquelles on a, de surcroît, demandé un ré-ajustement dans l'ITS et la TPC. L'exigence d'un signal dans l'une des deux couches du SPD (SPD *kAny*) n'améliore que modérément la résolution sur le paramètre d'impact des traces en-dessous de 3 GeV/c (environ 2%), mais est bien plus efficace au-delà, où une amélioration de $\sim$ 10% est à noter. Cette description basée sur les collisions pp est qualitativement similaire pour les collisions p–Pb.

ceux du vertex primaire.

IV.B-3 Reconstruction combinatoire du vertex secondaire

Les traces une fois sélectionnées au sein d'un événement, il s'agit maintenant de les associer en triplets en respectant la bonne combinaison de charge pour identifier le point de désintégration des mésons D_s^+. Des triplets de charges sont ainsi formés :

- $(+,-,+)$ représentant la désintégration $D_s^+ \to [\phi(1020) \to K^+K^-]\pi^+$;
- $(+,-,-)$ représentant la désintégration $D_s^- \to [\phi(1020) \to K^+K^-]\pi^-$.

Dans une première étape, nous n'utilisions aucune information PID sur la nature des particules impliquées dans les triplets. Nous pouvons au mieux conjecturer que la trace de charge de signe opposé à celle des deux autres doit être un kaon. De même, nous pouvons supposer que les deux traces de charge identique doivent être de nature différente : un pion pour l'une et un kaon pour l'autre.

En l'absence de PID, le nombre de triplets est proportionnel au nombre N de traces (pré-)sélectionnées de l'événement. Le nombre total d'association de trois traces ayant les bonnes combinaisons de charges a pour expression :

$$N_{\text{triplets}} \;=\; N_+ \, A^2_{N_-} \;+\; N_- \, A^2_{N_+} \tag{IV.6}$$

où A^k_N est le nombre d'arrangement de k traces parmi N. En considérant qu'il y a autant de traces chargées positivement que négativement ($N_+ = N_- = N/2$), la formule précédente se simplifie :

$$N_{\text{triplets}} \;\simeq\; \frac{N^2}{4} \times (N-2) \tag{IV.7}$$

Dans un événement caractéristique proton–proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV (de biais minimum), sur une dizaine de traces globales en moyenne produites, 7 passent typiquement les sélections sur la qualité des traces (IV.B-2). Nous disposons alors de presque 60 triplets potentiels par événement pp. Dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV, où la multiplicité de traces chargées est plus élevée (24 traces globales en moyenne dont 18 passent le contrôle qualité), 1 300 associations de traces sont envisageables.

Les traces du triplet devant être issues d'une même région de l'espace (le vertex secondaire), les combinaisons dont la distance de plus courte approche d'une trace par rapport aux autres est supérieure à 1 cm sont rejetées. Pour les triplets restants un vertex secondaire est reconstruit, représentant le vertex de désintégration du D_s^+ potentiel. Pour ce faire, un algorithme recherche le point de l'espace où la distance entre les trois traces est minimisée : ce sera l'emplacement du vertex secondaire. Lors de cette étape, les traces, hélicoïdales dans le champ magnétique du détecteur, sont approximées par des lignes droites aux environs du vertex recherché. Des poids proportionnels à la résolution spatiale des traces sont employés pour positionner le vertex, de sorte que ce dernier sera plus proche des traces ayant la meilleure résolution. Les vertex secondaires seront donc majoritairement plus proches des traces de hautes impulsions (voir Fig. IV.9). L'impulsion associée au

vertex secondaire est calculée comme la somme des impulsions des traces du triplet, évaluées à l'emplacement du vertex secondaire. Finalement, les incertitudes sur la position et l'impulsion des traces sont utilisées pour évaluer la matrice de covariance du vertex secondaire. On notera d'autre part que la position du vertex primaire d'interaction est recalculée en excluant les traces du triplets, afin de mieux évaluer la position relative du vertex primaire par rapport au vertex secondaire.

À la fin de l'étape de reconstruction, la position du vertex secondaire est connue avec une précision de l'ordre de la centaine de micromètres (voir section 5.1 de [142] pour le $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ et section 5.5 de [157] pour le $D^0 \to K^-\pi^+$). La résolution sur la position du vertex secondaire s'améliore avec l'augmentation de l'impulsion transverse (p_T) de 0 à 3–4 GeV/c, où elle atteint son minimum, avant de se dégrader de nouveau aux plus hautes impulsions transverses. En fait, la courbure des traces étant moins prononcée à haut p_T, il devient plus difficile d'estimer le lieu de rencontre des traces du triplet. Tout comme la résolution sur le paramètre d'impact (de fait, fortement liée à celle sur la position du vertex secondaire), il existe une meilleure résolution du vertex secondaire sur la composante transverse que longitudinale.

Avant d'aller plus loin dans l'analyse, certains vertex secondaires sont écrémés. Tous les vertex reconstruits au-delà du tube à vide sont supprimés. Nous avons vu dans la sous-section IV.B-1 qu'il était fortement improbable de trouver un méson D_s^+ prompt au-delà d'un rayon de 1,5 cm autour du vertex primaire, les vertex situés à l'extérieur du tube à vide (2,9 cm du centre du détecteur) sont donc à coup sûr des vertex reconstruits fortuitement. De plus la matrice de covariance des vertex secondaires devrait être rétro-corrigée pour prendre en compte les effets du passage du D_s^+ à travers le béryllium du tube à vide, ce qui dégrade l'efficacité des variables de sélections discutées dans la sous-section IV.B-5.

Une seconde sélection est appliquée aux vertex secondaires, cette fois sur leur rapidité. Si la coupure géométrique sur les traces $|\eta_{\text{lab}}^{\text{tr}}| < 0{,}8$ permet de préserver une qualité minimale sur les filles des mésons D_s^+ (IV.B-2), en contrepartie, elle fait chuter l'acceptance des mésons D_s^+. Comme on l'observe figure IV.10, tirée de simulations, la proportion de mésons prompts D_s^+ dont les filles satisfont les sélections sur la qualité des traces et produits vers les grandes rapidités $|y_{\text{lab}}^{\text{D}}| > 0{,}8$ chute notablement, en particulier à bas p_T. De ce fait, une zone fiduciaire d'acceptance des vertex secondaires est utilisée, $|y_{\text{lab}}| < y_{\text{fid}}(p_T)$, pour se préserver d'une forte chute de l'acceptance au-delà de y_{fid} (p_T). Si l'impulsion transverse du D_s^+ est supérieure à 5 GeV/c alors $y_{\text{fid}} = 0{,}8$; en-dessous de 5 GeV/c, y_{fid} varie doucement de 0,5 à 0,8 avec p_T selon la formule ad-hoc :

$$y_{\text{fid}}(p_T) = \frac{1}{15}\left(-0{,}2\,p_T^2 + 1{,}9\,p_T + 7{,}5\right) \tag{IV.8}$$

La proportion de mésons D_s^+ générés en dehors de cette zone fiduciaire est inférieure au pour-cent.

En fin de compte, un candidat D_s^+ est composé d'un triplet de traces $(+,-,+)$ — ou $(+,-,-)$ pour l'antiparticule — et d'un vertex secondaire de désintégration dont on a déterminé la position et la cinématique, ainsi que les incertitudes associées. Malgré les différentes sélections déjà adoptées, la majorité des candidats

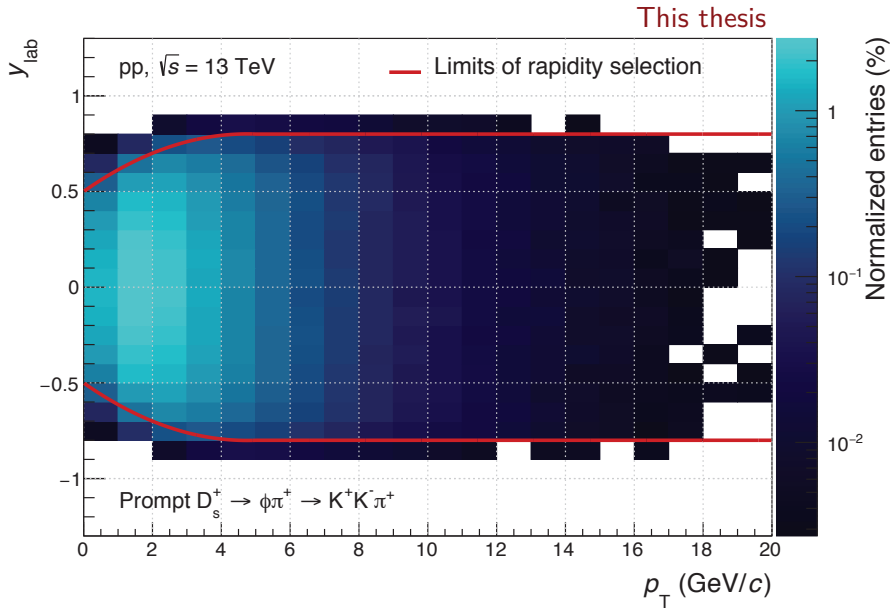

FIGURE IV.10 – Distribution en rapidité des mésons D_s^+, dont les filles satisfont les sélections sur la qualité des traces, générés dans les simulations des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, en fonction de l'impulsion transverse.

D_s^+ est créée par des associations fortuites de traces. Ces dernières constitueront le bruit de fond combinatoire aux vrais mésons D_s^+ que l'on souhaite mesurer.

IV.B-4 Identification de particules

Comme discuté dans la sous-section IV.B-3, lors de la construction des triplets de traces, aucune hypothèse n'est faite sur la nature des particules impliquées ; seules comptent les charges électriques. Nous subodorons juste que la trace de charge de signe opposé aux deux autres est un kaon, et que les deux traces de même signe sont l'une un pion et l'autre un kaon. Sans recours à l'information PID, nous ne pouvons qu'espérer que cela soit le cas, mais la réalité peut être tout autre. La combinatoire d'association fortuite des traces chargées augmente rapidement avec le nombre de traces d'un événement, que l'utilisation du PID tente de limiter.

Dans les analyses pp et p–Pb, les informations d'identification fournies par la TPC, par la mesure de la perte linéique d'énergie $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ des particules chargées dans le volume actif du détecteur, et le TOF, par la mesure de temps de vol des particules du point d'interaction au détecteur, ont été utilisées. Grâce à ces informations, une trace peut être étiquetée pion, kaon ou proton si son signal mesuré est *compatible* avec le signal attendu (voir III.D) pour une particule de ce type : $|S_{\text{mesuré}} - S_{\text{attendu}}^{\pi,\mathrm{K},\mathrm{p}}| < n\sigma$, où σ représente la résolution du détecteur. La valeur de n, écart entre les signaux mesurés et attendus en unité d'incertitude, est ajustable par l'analyste. Suivant la quantité de mouvement de la particule considérée, les petites (grandes) valeurs de n peuvent offrir une grande (plus faible)

pureté dans les lots de particules identifiées mais une efficacité faible (forte).

La stratégie standard d'identification des filles des mésons D, utilisée lors des analyses des données du *run* 1 du LHC [76, 77], est communément appelée PID *conservatif* (ou prudent). Ce dernier s'applique à toutes les filles des candidats D, quel que soit leur impulsion, et consiste à ne sélectionner que les traces dont le signal mesuré — si disponible — dans la TPC et/ou le TOF est compatible avec l'hypothèse de masse désirée avec un niveau de confiance de 99,7% ($n = 3$). En cas de litige entre les détecteurs, à savoir si une trace satisfait une hypothèse de masse dans un détecteur mais pas dans l'autre, le candidat D est tout de même conservé. Ainsi, la quasi totalité des vrais mésons D passeront cette sélection en PID mais le bruit de fond combinatoire de traces de mauvaise nature sera réduit.

Dans le cas des mésons D_s^+, les analyses des données du *run* 1 l'ont montré, le rapport signal à bruit est systématiquement plus faible que pour les mésons D^0, D^+ et D^{*+} et requiert des sélections en PID plus agressives. Regroupées sous l'appellation de PID *fort* (*strong*), ces sélections s'articulent comme suit :

- **Informations TPC et TOF disponibles :** un niveau de confiance de 99,7% ($n = 3$) est demandé dans les deux détecteurs, similairement au PID conservatif. Toutefois, le candidat D_s^+ sera ici rejeté en cas de litige entre les informations des deux détecteurs.
- **Informations TPC disponibles uniquement :** on réclame un niveau de confiance de 95,5% ($n = 2$). Pour les traces filles d'impulsions comprises entre 0,6 et 0,8 GeV/c, ce niveau de confiance est diminué avec une sélection à 1σ. Le but de ce resserrement de la sélection en PID est de limiter la contamination du lot de $\pi^\pm$ par des $K^\pm$ (et vice-versa) à l'endroit où les bandes de dE/dx de ces deux espèces se recoupent.
- **Informations TOF disponibles uniquement :** une sélection à 3σ est effectuée quelles que soient les impulsions des traces.
- **Aucune information PID disponible :** le candidat D_s^+ est rejeté.

La figure IV.11 présente l'efficacité des sélections en PID conservatif et fort en fonction de l'impulsion transverse du méson D_s^+, appliquées après appariement des triplets de traces et reconstruction des vertex secondaires, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. L'impact de ces sélections sur les candidats bruit de fond (association fortuite de triplets et de vertex) est bien marquée (figure IV.12). Le PID conservatif porte bien son nom puisqu'il permet de conserver près de 99% des vrais mésons D_s^+ indépendamment de leur impulsion, tout en réduisant drastiquement la population de candidats bruit de fond de 60% (entre 6 et 12 GeV/c) à 80% (entre 2 et 4 GeV/c). Le PID fort est plus restrictif étant donné que seuls 81–84% des mésons D_s^+, suivant p_T (D_s^+), passe au travers de cette sélection. En échange, cette stratégie de PID supprimera près de 97% du bruit de fond à bas p_T et 80% des candidats de plus haute impulsion transverse. Nous remarquons aussi qu'après 12 GeV/c le gain du PID fort, par rapport au PID conservatif, sur la réjection du bruit de fond n'est plus que de 44%. À haut p_T, la remontée relativiste des courbes de dE/dx ne permet en effet plus de discerner sans ambiguïté l'identité des particules. Par conséquent,

dans le cas des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, où le rapport signal à bruit est plus favorable que dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, le PID conservatif est utilisé au-delà de 12 GeV/c.

IV.B-5 Sélections topologiques et cinématiques

Malgré les différentes sélections déjà appliquées sur la qualité des traces, la reconstruction du vertex secondaire, sa sélection en rapidité et l'identification des traces filles, on ne saurait encore distinguer les vrais D_s^+ du bruit de fond combinatoire restant. Il convient de tirer avantage de la cinématique et de la géométrie particulière du canal $D_s^+ \to [\phi(1020) \to K^+K^-]\pi^+$ afin de trier les candidats compatibles ou non avec une telle désintégration. Pour caractériser la désintégration illustrée Fig. IV.8, huit variables *topologiques* sont employées, dont les distributions pour les candidats D_s^+ vrais sont obtenues à l'aide des simulations enrichies en quarks lourds décrites sous-section IV.A-3. Les distributions pour les candidats bruit de fond, candidats avant toute sélection topologique et en-dehors de la région du signal attendu, seront directement évaluées à partir des données. Dans ce qui suit, les distributions des variables topologiques seront celles obtenues à partir des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, très similaires aux collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV.

Angle d'émission du π^+ La première variable topologique s'attache à décrire la cinématique des pions dans le référentiel du centre de masse de la désintégration du D_s^+. On définit l'angle $\theta^*(\pi)$ comme l'angle entre la direction de propagation du candidat D_s^+, dans le laboratoire, et celle du π^+ dans le référentiel propre de la désintégration[6]. L'émission des particules filles de la désintégration à deux corps du D_s^+ est isotrope dans le référentiel du centre de masse (spin nul). Par conséquent la distribution de $\theta^*(\pi)$ est constante pour les vrais D_s^+. On observe figure IV.14 que la distribution du cosinus cet angle est également constante pour les candidats D_s^+ vrais, contrairement aux candidats bruit de fond, ici de 6 à 8 GeV/c. Cette même distribution est piquée autour de $\cos\theta^*(\pi) \simeq 1$ pour les candidats bruit de fond. Une coupure supérieure sur l'ensemble des candidats D_s^+, entendez une sélection des candidats dont le $\cos\theta^*(\pi)$ n'excède pas une certaine valeur (à déterminer), permet donc de rejeter une partie non négligeable du bruit de fond tout en préservant la majeure partie des vrais mésons charmés-étranges.

Angle d'émission du K^+ De manière similaire, l'angle $\theta'(K)$ est introduit pour contraindre la cinématique des kaons. Il correspond à l'angle entre la direction de propagation du $\phi(1020)$ (évaluée par l'intermédiaire de celle du π^+ célibataire), dans le laboratoire, et celle du K^+ dans le référentiel de la désintégration du méson ϕ. Là encore, la distribution d'émission des kaons doit être isotrope (spin nulle) dans le référentiel de repos du ϕ, tandis qu'elle sera concentrée dans la région des $|\cos\theta'(K)| \simeq 0$ pour les candidats

6. La direction de propagation du π^+, dans le référentiel du centre de masse de la désintégration, est évaluée à partir de son impulsion dans le laboratoire à laquelle on applique une transformation inverse de Lorentz (construite à l'aide de la cinématique du D_s^+).

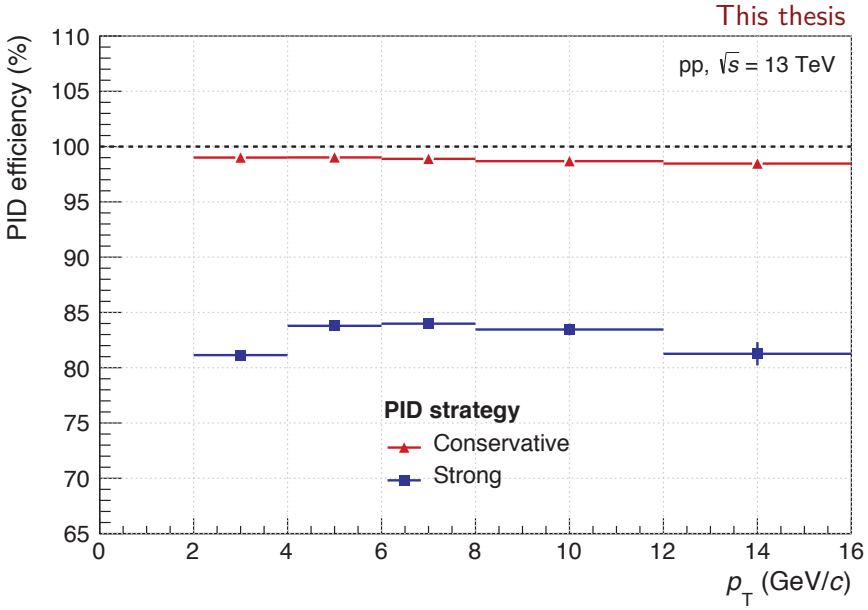

FIGURE IV.11 – Efficacité des sélections en PID conservatif et fort en fonction de l'impulsion transverse du méson D_s^+, appliquées après reconstruction combinatoire des candidats, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

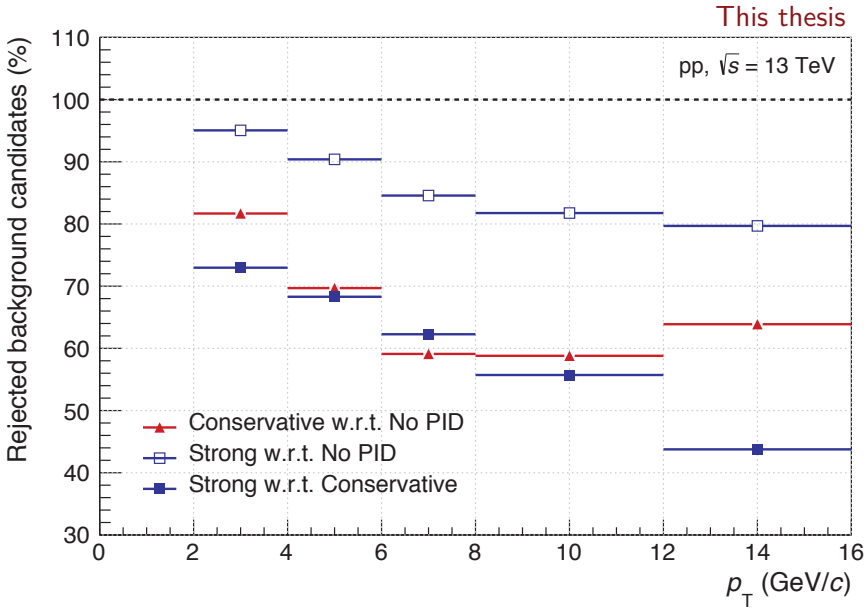

FIGURE IV.12 – Proportion de candidats bruit de fond rejetés par les sélections en PID conservatif et fort, après reconstruction des vertex secondaires, en fonction de l'impulsion transverse des mésons D_s^+, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

bruit de fond. Une coupure inférieure sur la quantité $|\cos^3\theta'(\mathrm{K})|$ [7] sera donc utilisée pour retenir les candidats finaux.

Masse invariante K^+K^- Dans le canal de désintégration considéré, la paire de kaons du triplet doit provenir d'un méson $\phi(1020)$. Il est donc bienvenu de demander à ce que la masse invariante reconstruite à partir des deux kaons M_{KK} (d'après la formule IV.4) ne s'éloigne pas excessivement de la masse du $\phi(1020)$, soit $M_\phi = 1\ 019{,}5$ MeV/c^2 d'après le *Particle Data Group* [8]. Dans ce but, une coupure supérieure sur l'écart entre la masse invariante reconstruite et attendue $|M_{KK} - M_\phi|$ est réalisée. Évidemment, plus cette coupure sera serrée moins l'efficacité de sélection des vrais $D_s^+ \to \phi\pi^\pm$ sera grande mais plus les candidats bruit de fond (faux $\phi(1020) \to K^+K^-$ donc faux D_s^+) seront rejetés. Pour éclairer cet aspect, la figure IV.14 présente la distribution en masse invariante K^+K^- pour les candidats D_s^+ de l'intervalle de p_T de 4 à 6 GeV/c. Comme prévu la masse invariante reconstruite M_{KK} des candidats D_s^+ vrais, dont les kaons proviennent effectivement de la désintégration d'un $\phi(1020)$, s'agglutinent autour de la masse invariante attendue du $\phi(1020)$.

Dispersion des traces filles autour du vertex secondaire La dernière variable topologique centrée sur les particules-filles s'appuie sur la distance de plus courte approche $d_{0,i}$ d'une trace i ($i = 1, 2, 3$) du triplet au vertex de désintégration reconstruit, hypothétique, du candidat D_s^+. À cet égard, on évalue la dispersion des traces du triplet autour du vertex secondaire :

$$\sigma_{\mathrm{vertex}} = \sqrt{d_{0,1}^2 + d_{0,2}^2 + d_{0,3}^2}\ . \tag{IV.9}$$

Les traces devant trouver leur origine à l'endroit de la désintégration du D_s^+, cette dispersion devrait être nulle, modulo la résolution sur la reconstruction des traces et du vertex secondaire. De ce fait la variable σ_{vertex} aura des valeurs relativement faibles, de l'ordre de quelques centaines de micromètres, pour les vrais candidats D_s^+ ; contrairement aux candidats bruit de fond dont les traces se trouvent proche l'une de l'autre de manière fortuite. La figure IV.14 permet d'apprécier la distribution de la variable σ_{vertex} pour les candidats vrais et bruit de fond d'impulsions transverses comprises entre 8 et 12 GeV/c. Une limite supérieure sur les valeurs autorisées par cette variable permettra de renforcer la proportion de candidats signal par rapport aux candidats bruit de fond.

Distance de vol Après avoir traité les produits de désintégration du D_s^+, des sélections sont appliquées sur le candidat lui-même, *id est* sur le vertex secondaire dont on a déterminé la position et l'impulsion. Une variable naturelle de sélection est la position du vertex secondaire relativement au vertex primaire. On se souvient qu'une limite supérieure sur sa position est déjà appliquée (sous-section IV.B-3, limite fixée aux parois du tube à vide à 2,9 cm). Là, une distance de vol minimale L_{3D} est requise du vertex

7. L'élévation du $\cos\theta'(\mathrm{K})$ au cube permet d'accentuer la distribution du bruit de fond, tout en laissant celle du signal plate, de manière à rendre la séparer plus aisément les deux populations.

secondaire au vertex primaire, dans le laboratoire. En tenant compte de sa distance de vol caractéristique ($c.\tau = 151{,}2\ \mu$m), une zone d'exclusion de quelques centaines de micromètres autour du vertex primaire est appliquée. Cette coupure gagnera en efficacité avec l'augmentation de p_T du fait du facteur de Lorentz.

Distance transverse de vol normalisée Pour que la coupure sur la distance de vol L_{3D} des candidats D_s^+ soit pleinement efficace, la résolution sur la mesure de la position du vertex secondaire doit être fine. Il est donc imposé de ne garder que les vertex secondaires suffisamment séparés du vertex primaire (d'une distance L_{xy}) tenant compte de la résolution en position σ_{xy}. Nous avons vu que les résolutions transverses sont systématiquement meilleures que celles longitudinales (Fig. IV.9), par conséquent une coupure sur la distance de vol normalisée à sa résolution sera plus discriminante dans le plan transverse que sur la composante longitudinale ou en 3 dimensions. La pouvoir de séparation des vertex secondaires et primaires est quantifié grâce à la distance de vol transversale normalisée L_{xy}/σ_{xy} dont la distribution est présentée figure IV.14 pour les candidats D_s^+ de 2 à 4 GeV/c. La distribution des vertex secondaires pour les candidats D_s^+ vrais est plus étalée que celle des candidats bruit de fond, dont la distribution chute rapidement. Cette variable topologique est l'une des plus performantes pour optimiser le rapport signal sur bruit dans les données. On relève cependant qu'une sélection sur L_{xy}/σ_{xy} sera plus effective pour conserver les D_s^+ issus de la désintégration de mésons B, dont la distance de vol est plus grande, que pour les D_s^+ prompts.

Angle de pointage L'angle de pointage θ_{point} représente l'angle défini par la direction de propagation du candidat D_s^+ (donnée par son impulsion évaluée au vertex secondaire), dans le laboratoire, et la droite reliant les vertex primaire et secondaire. Cet angle est indiqué sur la figure IV.13. Il sera faible pour les vrais candidats D_s^+ car ces derniers sont émis dans la région du vertex primaire et, bien que le champ magnétique du détecteur courbe leurs trajectoires, leurs courtes distances de vol ne permettent pas un changement drastique de direction, même à bas p_T. Dès lors, le cosinus de l'angle de pointage $\cos\theta_{\text{point}}$, présenté figure IV.14 pour les candidats de 4 à 6 GeV/c, prendra des valeurs proches de l'unité pour les vrais candidats D_s^+ tandis quelles seront plus variées pour le bruit de fond. Une valeur minimale de $\cos\theta_{\text{point}}$ permet donc de différencier en partie le signal du bruit de fond.

Paramètre d'impact attendu normalisé En dernier lieu, nous souhaitons comparer chaque paramètre d'impact reconstruit (DCA au vertex primaire) des traces du triplet aux paramètres d'impact *attendus*. Les valeurs attendues sont calculées depuis la distance de vol des vertex secondaires des candidats D_s^+, leurs impulsions et celles des traces filles. Pour une plus grande précision sur les paramètres d'impact, nous travaillons dans le plan transverse xy. Comme le montre le schéma de la figure IV.13, en négligeant l'angle de pointage θ_{point} du candidat D_s^+, le paramètre d'impact transverse

attendu d'une trace « tr » est approximé par :

$$d_{0,xy}^{\text{exp}} \simeq L_{xy} \sin\theta_{\text{point},xy}^{\text{tr}} \qquad \text{où} \qquad \sin\theta_{\text{point},xy}^{\text{tr}} \simeq \frac{\left(\vec{p}^{\text{tr}} \times \vec{p}^{\text{D}}\right)_z}{p_{\text{T}}^{\text{tr}} \cdot p_{\text{T}}^{\text{D}}} \tag{IV.10}$$

Cela nous permet de définir la variable « topomatique » — contraction de topologique et cinématique — quantifiant l'écart entre les paramètres d'impact transverses mesurés $d_{0,xy}^{\text{reco}}$ et attendus $d_{0,xy}^{\text{exp}}$ normalisés par l'incertitude sur cet écart (incertitudes des deux paramètres d'impact ajoutés en quadrature) :

$$\Delta d_{0,xy} = \frac{d_{0,xy}^{\text{reco}} - d_{0,xy}^{\text{exp}}}{\sigma_\Delta}, \quad \text{avec} \tag{IV.11}$$
$$\sigma_\Delta = \sqrt{\sigma^2(d_{0,xy}^{\text{reco}}) + \sigma^2(L_{xy}) \sin\theta_{\text{point},xy}^{\text{tr}}}$$

Introduite au début des analyses du *run* 2, cette variable est certainement corrélée à $\cos\theta_{\text{point}}$ et L_{xy} sans être pour autant une simple combinaison des deux. La figure IV.14 présente une distribution de la variable topomatique pour pour les vrais D_s^+ prompts et *feed-down* ainsi que pour les candidats bruit de fond. La distribution, globalement gaussienne centrée, étant plus serrée pour les vrais D_s^+ prompts que pour les autres candidats, une sélection aux alentours de 2–3σ_Δ permet de rejeter entre 15 et 40% des candidats bruit de fond pour $\sim$ 50% des vrais D_s^+ issus de désintégration de mésons B, tout en préservant la quasi totalité des vrais D_s^+ prompts.

L'un des enjeux des analyses présentées ici consiste à trouver un jeu de sélections permettant de maximiser la significance statistique $S/\sqrt{S+B}$, où les valeurs de signal S et de signal-plus-bruit-de-fond $(S+B)$ sont obtenues à partir d'un ajustement de la distribution en masse invariante $K^\pm K^\mp \pi^\pm$. De plus amples détails seront donnés sur les ajustements dans la section IV.C. La significance statistique nous permet d'estimer la compatibilité d'une hypothèse de signal S avec des fluctuations statistiques d'un bruit de fond exempt de signal. Plus la significance est élevée, moins il est probable que le signal observé provienne du bruit de fond et de ses fluctuations. Parallèlement à l'optimisation de la significance statistique, on souhaite maintenir une efficacité de sélection des vrais candidats D_s^+ élevée.

Trouver le jeu de sélections satisfaisant les attentes évoquées ci-dessus n'est pas chose aisée dans l'espace multi-dimensionnel des variables. En présence de huit variables, nous devons identifier, dans un espace à huit dimensions, la combinaison de coupures maximisant la significance statistique, et ce pour chaque intervalle d'impulsion transverse considéré. Par la suite, nous allons discuter dans un premier temps de la méthode standard d'optimisation des coupures, utilisée lors des analyses du *run* 1, consistant à trouver une combinaison « optimale ». Sera présentée ensuite une méthode alternative, développée spécialement pour ce travail de thèse, ne cherchant plus un jeu optimal de coupures mais parcourant aléatoirement l'espace des configurations.

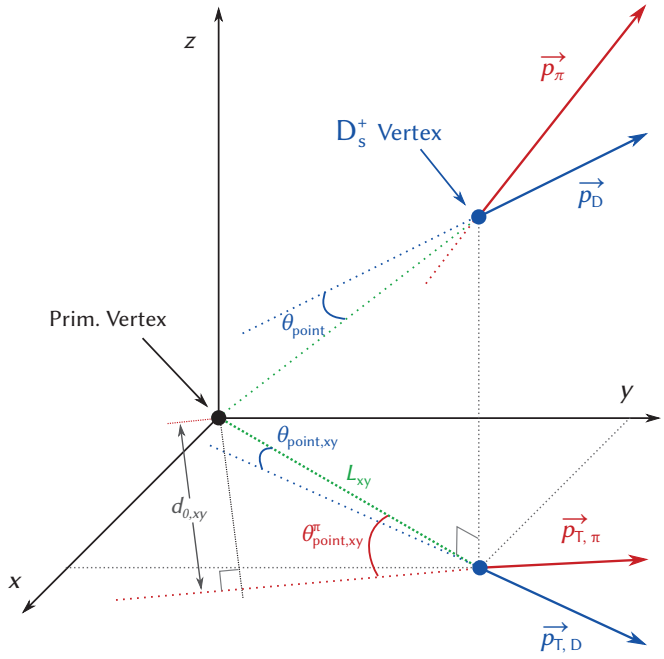

FIGURE IV.13 – Schéma partiel de la cinématique de désintégration du D_s^+ dans le canal $[\phi(1020) \to K^+K^-]\pi^+$. Les angles $\theta_{\text{point},xy}$ et les distances L_{xy} et $d_{0,xy}$ y sont repérés.

IV.B-5.i Méthode standard d'optimisation

Le procédé d'optimisation habituellement utilisé s'appuie essentiellement sur les données expérimentales. Différents jeux de coupures, mûris par l'étude des distributions des variables topologiques dans les simulations Monte Carlo et s'appuyant de façon plus ou moins prononcée sur une coupure ou l'autre, sont appliqués dans les données. On en extrait alors un signal et un bruit de fond par ajustement des distributions en masse invariante et une significance statistique est évaluée pour chaque configuration de coupures. Les jeux de coupures initiaux peuvent être adaptés, en faisant varier les coupures une à une, de manière à optimiser la significance statistique du signal dans les données. L'ensemble de coupures offrant la meilleure significance statistique, en plus d'un rapport signal sur bruit élevé, est conservé et déclaré jeu de coupures de référence. Les valeurs de coupures utilisées, trouvées par la méthode décrite à l'instant, sont résumées dans les tableaux IV.2 et IV.3 pour les analyses du D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV respectivement. Les sélections appliquées aux données p–Pb sont globalement moins contraignantes que dans les collisions pp du fait de la plus grande abondance du signal.

Il est intéressant de noter que, avec cette méthode, les coupures ne sont pas optimisées à l'aide des simulations seules. Les simulations enrichies en hadrons lourds dont nous disposons ne se prêtent pas à l'exercice. En effet, la proportion de candidats D_s^+ vrais par rapport aux candidats bruit de fond dans les simulations ne correspond pas à la réalité. De plus la composition même du bruit de

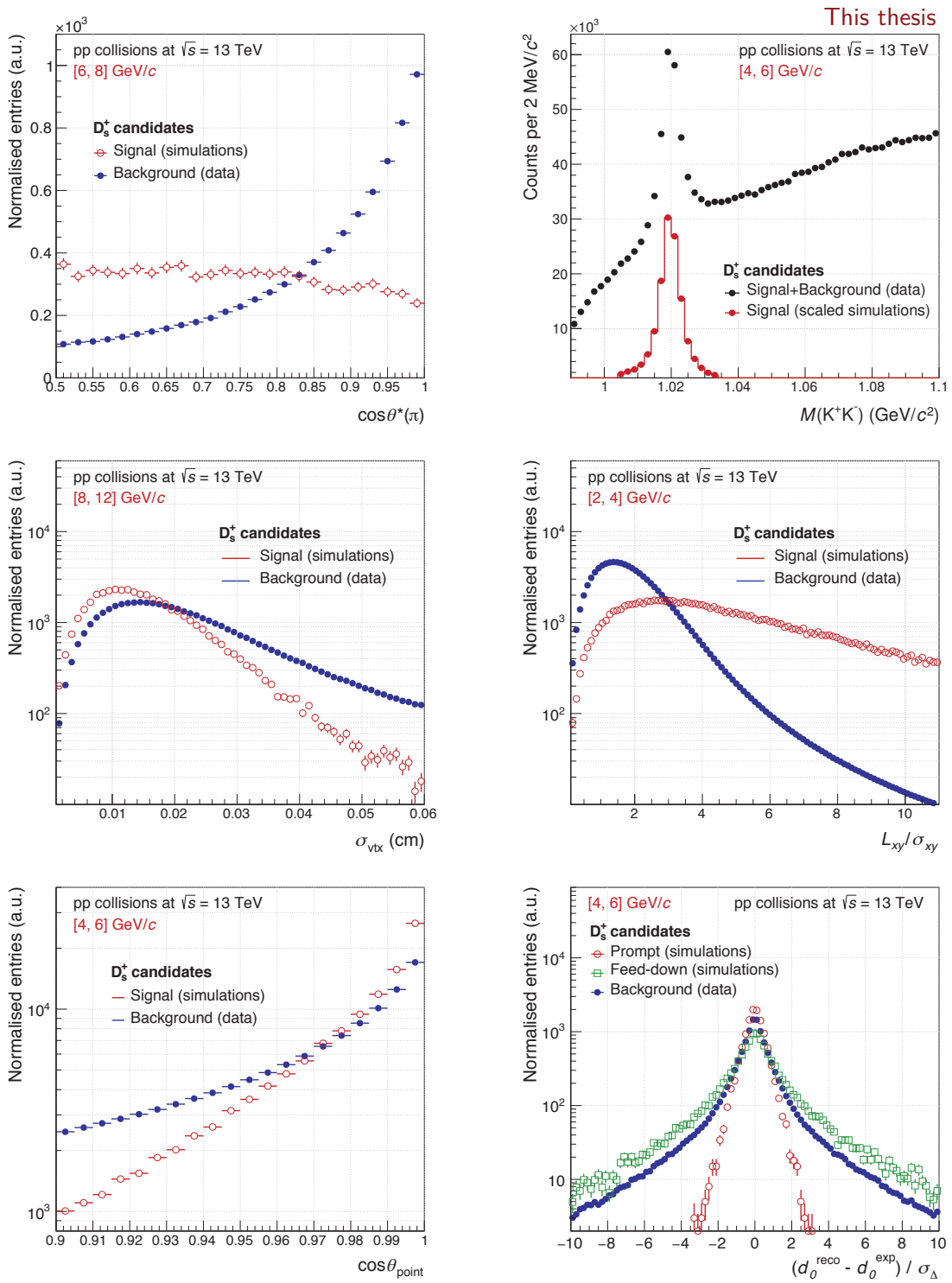

FIGURE IV.14 – Exemples de distribution des variables topologiques pour les vrais candidats D_s^+ (simulations) et les candidats bruit de fond (données) dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV : $\cos\theta^*(\pi)$, masse invariante K^+K^-, dispersion des traces autour du vertex secondaire σ_{vertex}, distance de vol normalisée L_{xy}/σ_{xy}, $\cos\theta_{\text{point}}$ et variable topomatique $(d_{0,xy}^{\text{reco}} - d_{0,xy}^{\text{exp}})/\sigma_\Delta$. Pour cette dernière une distinction est faite entre les vrais D_s^+ prompts et *feed-down*.

fond combinatoire n'est pas représentative des données expérimentales (du fait de l'enrichissement en quarks lourds des simulations) ; c'est d'ailleurs pour cela que les distributions des variables topologiques pour les candidats bruit de fond ont été obtenues à partir des données. Comme discuté sous-section IV.A-3, chaque événement Monte Carlo contient au moins une paire de quarks lourds, engendrant un décalage de la multiplicité des traces mais aussi de la nature des particules produites vis-à-vis des collisions de biais minimum enregistrées dans ALICE. Finalement, une optimisation des coupures à partir des simulations nécessiterait des simulations de biais minimum qualitativement proches de la réalité. Le nombre d'événements simulés devrait alors approcher celui des données augmentant de façon prohibitive le temps de calcul nécessaire à la création de la simulation [8], l'espace de stockage alloué aux fichiers produits, et le temps de calculs des analyses sur ces simulations. Cette éventualité n'est pas envisageable au vue des ressources informatiques disponibles. Alternativement, les coupures pourraient être optimisées de façon à maximiser $\mathrm{Eff}_{\mathrm{MC}}/\sqrt{B_{\text{données}}}$, où $\mathrm{Eff}_{\mathrm{MC}}$ représente les efficacités de sélections des candidats D_s^+ vrais, calculées à partir des simulations Monte Carlo actuelles, enrichies en hadrons charmés ; et $\sqrt{B_{\text{données}}}$ désigne l'incertitude sur le bruit de fond combinatoire mesuré dans les données.

p_{T} (GeV/c)	$[2,4]$	$[4,6]$	$[6,8]$	$[8,12]$	$[12,16]$
$\cos\theta^*(\pi)$	$< 0{,}9$	$< 0{,}9$	$< 0{,}9$	$< 0{,}9$	$< 0{,}9$
$\lvert\cos^3\theta'(\mathrm{K})\rvert$	$> 0{,}1$	$> 0{,}1$	$> 0{,}1$	$> 0{,}1$	$> 0{,}1$
$\lvert M_{\mathrm{KK}} - M_\phi\rvert$ (MeV/c^2)	< 7	< 7	< 7	< 7	< 7
σ_{vertex} (μm)	< 40	< 40	< 40	< 40	< 40
L_{xy} (μm)	> 350	> 350	> 400	> 400	> 400
L_{xy}/σ_{xy}	> 4	> 3	> 3	> 3	> 3
$\cos\theta_{\text{point}}$	$> 0{,}98$	$> 0{,}98$	$> 0{,}98$	$> 0{,}96$	$> 0{,}96$
$(d_{0,xy}^{\text{reco}} - d_{0,xy}^{\text{exp}}) / \sigma_\Delta$	< 3	< 3	< 3	< 3	< 3

TABLE IV.2 – Valeurs des coupures pour conserver les candidats D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, obtenues en utilisant la méthode standard d'optimisation.

L'une des limites de la méthode standard est sa sensibilité aux fluctuations statistiques. En variant les coupures de façon à maximiser la significance statistique directement sur les données, l'analyste peut privilégier des configurations où le signal extrait est accidentellement haut par rapport au bruit de fond, du fait de fluctuations statistiques. On peut se prémunir partiellement de cet effet en s'assurant que la significance statistique reste a peu près constante lorsque les coupures sont variées légèrement autour de leurs valeurs de référence. Une étude détaillée de la stabilité du signal, de toute manière nécessaire, sera menée lors des études des incertitudes systématiques (V.B). La méthode standard peut également être

8. La génération d'un événement et le transport de ses particules à travers le détecteur prennent typiquement 10 secondes pour des collisions pp de biais minimum et 10 minutes pour des collisions Pb–Pb les plus centrales (0–5%).

p_T (GeV/c)	$[2,4]$	$[4,6]$	$[6,8]$	$[8,12]$	$[12,16]$	$[16,24]$
$\cos\theta^*(\pi)$	$< 0{,}90$	$< 0{,}90$	$< 0{,}90$	$< 0{,}95$	$< 0{,}95$	$< 0{,}95$
$\lvert\cos^3\theta'(\mathrm{K})\rvert$	$> 0{,}15$	$> 0{,}05$	$> 0{,}05$	$> 0{,}05$	$> 0{,}05$	$> 0{,}05$
$\lvert M_{\mathrm{KK}} - M_\phi\rvert$ (MeV/c^2)	< 7	< 9	< 9	< 10	< 12	< 13
σ_{vertex} (μm)	< 40	< 40	< 40	< 40	< 40	< 40
L_{xy} (μm)	> 350	> 350	> 350	> 350	> 350	> 350
L_{xy}/σ_{xy}	> 6	> 5	> 4	> 4	> 3	> 3
$\cos\theta_{\mathrm{point}}$	$> 0{,}92$	$> 0{,}92$	$> 0{,}92$	$> 0{,}92$	$> 0{,}92$	$> 0{,}92$
$(d_{0,xy}^{\mathrm{reco}} - d_{0,xy}^{\mathrm{exp}}) / \sigma_\Delta$	< 2	< 2	< 3	< 4	—	—

Table IV.3 – Valeurs des coupures pour conserver les candidats D_s^+ dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, obtenues en utilisant la méthode standard d'optimisation.

vulnérable à la description des variables topologiques par les simulations Monte Carlo pour une configuration particulière des coupures. Si le jeu de coupures maximisant la significance, dans les données, correspond à une position de l'espace des configurations médiocrement décrite par les simulations, alors le signal corrigé des efficacités sera biaisé. Là encore, des études systématiques seront entreprises pour estimer l'effet du choix du jeu de coupures sur la mesure de la section efficace du méson D_s^+. La méthode statistique présentée dans la partie suivante (IV.B-5.ii) permet de s'affranchir — ou plutôt de tenir compte — des limitations soulevées ici.

IV.B-5.ii Méthode statistique

Au cours de ce travail de thèse, une procédure alternative à la méthode standard a été développée dans le but de contourner les limitations engendrées par la sélection d'un seul jeu de coupures : *(i)* fluctuations statistiques hautes ; et *(ii)* mauvaise description de la région de l'espace des configurations des variables par les simulations (IV.B-5.i). Plutôt que de promouvoir un jeu de coupures particulier comme référence, un grand nombre N de jeux différents, choisis aléatoirement (dans un espace des configurations dont les bornes sont pré-établies), seront utilisés avec un poids égal. Comme le résume la figure IV.15, le schéma suivant est répété autant de fois N que désiré (typiquement $N = 5\,000$) pour chaque intervalle d'impulsion transverse étudié :

- **Tirage aléatoire :** un jeu de coupure est sélectionné aléatoirement. Pour ce faire, un tirage aléatoire indépendant est réalisé sur chacune des dimensions de l'espace des configurations des variables. Le tirage suit une loi uniforme sur chacun des axes de l'espace multidimensionnel pour ne privilégier aucune région. Des bornes sont néanmoins fixées pour chacune des variables topologiques, d'après l'étude des distributions des variables pour les candidats D_s^+ vrais (sous-section IV.B-5), délimitant les régions où le signal est susceptible d'être raisonnablement préservé.

- **Signal brut :** les coupures sélectionnées aléatoirement sont appliquées aux candidat D_s^+ dans les données expérimentales pour obtenir la distribution en masse invariante résultante. Celle-ci est ajustée par la combinaison d'une fonction de signal et de bruit de fond selon la procédure décrite section IV.C. À cette étape nous ne conservons que les ajustements ayant
  - un χ^2 réduit compris entre 0,6 et 2,5 ;
  - une largeur de pic de signal comprise entre 0,5 et 2 fois la valeur attendue d'après les simulations (voir sous-section IV.C-3) ;
  - une significance statistique du signal supérieure à 3.

  Ces sélections sur la qualité de l'ajustement et du signal permettent de s'assurer en partie de la bonne convergence de l'ajustement (lorsque $N = 5\ 000$ tous les ajustements ne peuvent être vérifiés individuellement). Si elles ne sont pas satisfaites l'étape du tirage aléatoire est répétée, sinon un signal brut est extrait.

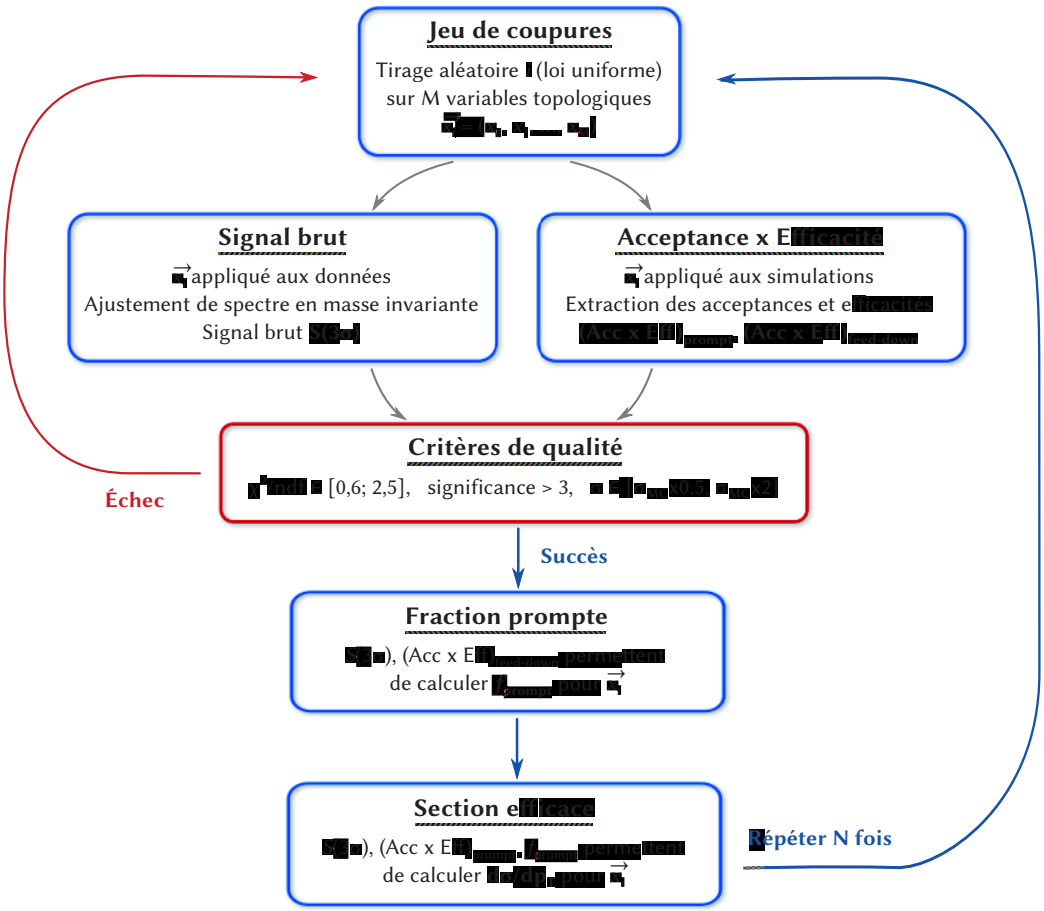

FIGURE IV.15 – Schéma de la procédure de détermination de la section efficace par la méthode statistique.

- **Efficacité :** le jeu de coupures est ensuite injecté dans les simulations pour

en déterminer l'impact sur les acceptances et efficacités des vrais candidats D_s^+. La procédure d'évaluation de l'acceptance et de l'efficacité sera détaillée section IV.D.

- **Section efficace :** une section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ est obtenue en corrigeant les signaux bruts des effets d'efficacités, en accord avec l'équation IV.1.

En fin de compte, la méthode aboutit à N sections efficaces de D_s^+ par intervalle d'impulsion transverse, dont la valeur moyenne sera considérée ici comme une mesure de la section efficace. La distribution des incertitudes statistiques des N sections efficaces permettra d'évaluer l'incertitude statistique associée à la section efficace moyenne. Cette procédure statistique n'est ici présentée que de façon introductive, elle sera discutée plus en détails dans la sous-section IV.F-2.

Cette méthode statistique est espérée être robuste aux fluctuations statistiques auxquelles est exposée la méthode standard. Effectivement, si une fluctuation haute du signal est privilégiée par un jeu de coupure spécifique, une fluctuation basse sera favorisée par un autre. De la sorte, les effets de fluctuations statistiques sur l'extraction du signal sont englobés dans la distribution finale des sections efficaces. De la même façon, la méthode statistique n'avantage pas de configuration particulière des variables topologiques (tirage aléatoire selon une loi uniforme) qui seraient mal décrite par les simulations et, de là, surestimeraient ou sous-estimeraient les efficacité associées. La procédure statistique s'affranchit également des corrélations entre variables : par exemple, L_{3D} et L_{xy}/σ_{xy} sont deux variables trivialement corrélées, tandis que $\Delta d_{0,xy}$ est partiellement corrélée à L_{xy} et $\cos\theta_{\text{point}}$. Comme on le verra section V.C, en plus de fournir une section efficace beaucoup moins sujette aux biais sus-mentionnés — de fait elle en tient compte — la méthode statistique offre du même coup les incertitudes systématiques sur l'extraction du signal et sur la description des variables par les simulations.

IV.C Extraction du signal

IV.C-1 Principes et méthode

Parmi les candidats D_s^+ passant les critères de sélection, seule une petite fraction est composée de vrais D_s^+ indistinguables au cas par cas des candidats bruit de fond, en termes de cinématique et de topologie. Dans notre lot de candidats bruit de fond, il se trouvera des triplets de traces correctement ou incorrectement identifiés ($K^\pm K^\mp \pi^\pm$) associés fortuitement à des vertex reconstruits non existants ; ou associés à des vertex reconstruits existants mais n'étant pas issus de la désintégration de D_s^+. On ne peut donc se contenter de compter l'ensemble des candidats passant au travers de nos sélections pour évaluer le nombre de vrais D_s^+ mesurés dans le détecteur ALICE, notre signal brut. Une dernière étape est nécessaire : celle de l'ajustement des spectres de masses invariantes.

La masse invariante $M(K^\pm K^\mp \pi^\pm)$ est calculée à partir des traces de chacun des candidats D_s^+ à l'aide de l'équation IV.5, pour chaque intervalle d'impulsion

transverse donné. Les impulsions des traces sont connues *a priori* — cela fait partie de nos ingrédients de base — mais la nature des particules n'est que supposée avec un degré de confiance lié aux sélections en PID (IV.B-4). Lorsqu'un triplet satisfait plusieurs hypothèses sur la nature des traces, par exemple lorsqu'un triplet $(+,-,+)$ est compatible avec un candidat (K^+, K^-, π^+) mais également avec (π^+, K^-, K^+), deux masses invariantes sont évaluées : une pour chaque hypothèse de masse des traces du triplet. Cependant, d'après l'étude des simulations Monte Carlo, ce cas de figure est de l'ordre du pour mille et son impact sur la valeur du signal brut par double comptage sera négligeable. En effet, la sélection sur la masse invariante M_{KK} est défavorable à la permutation du pion et du kaon de même charge électrique.

Composés de candidats bruit de fond, d'associations fortuites de traces, les spectres de masses invariantes donneraient à voir un continuum sans aspérités (nonobstant les fluctuations statistiques), le plus souvent décroissant avec l'augmentation de la masse invariante. En présence de vrais candidats D_s^+, en nombre suffisant pour que le rapport signal sur bruit soit non-négligeable, ceux-ci s'accumuleraient autour de la masse invariante du D_s^+, $M_{PDG} = 1{,}968$ GeV/c^2, pour former un excédent de population sous la forme d'un pic. L'aire de ce dernier vis-à-vis du bruit de fond représente la quantité de signal brut effectivement mesurée. On ne saurait distinguer au cas par cas un candidat bruit de fond d'un candidat vrai parmi l'ensemble des candidats situé sous le pic de masse invariante du D_s^+. Le nombre estimé de candidats D_s^+ vrais est donc obtenu statistiquement.

Dans l'intention de déterminer la quantité de signal brut de D_s^+, par évaluation de l'aire de son pic, un ajustement de fonction est réalisé pour chaque spectre de masse invariante. La fonction de base employée est une combinaison linéaire d'une fonction exponentielle décroissante, modélisant le bruit de fond continu, et d'une fonction de Gauss, décrivant le pic du D_s^+. Dans les intervalles de plus basses impulsions transverses, en-dessous de 4 GeV/c, une fonction polynômiale d'ordre 2 est préférée pour représenter le continuum du bruit de fond. À la différence des analyses du *run* 1 du LHC, l'accroissement de la quantité de données et l'augmentation en énergie de collision rendent propice la reconstruction du méson D^+ dans le même canal de désintégration $[\phi(1020) \to K^+K^-]\pi^+$ que le D_s^+, de rapport d'embranchement de $(2{,}64 \pm 0{,}11) \times 10^{-3}$ [8]. Possédant le même état final ainsi qu'une cinématique et une topologie similaire, une partie significative de vrais D^+ passe au travers de la reconstruction et de la sélection des candidats D_s^+. Les masses invariantes des deux mésons étant relativement proche l'une de l'autre ($M_{PDG}(D^+) = 1{,}869$ GeV/c^2, soit une différence d'environ 100 MeV/c^2), le pic du D^+ contribuera au bruit de fond environnant la zone du signal du D_s^+. Par conséquent, une seconde fonction gaussienne est ajoutée à la fonction d'ajustement pour améliorer la description du bruit de fond. Nous aboutissons donc à une fonction d'ajustement établie en trois parties :

- Une fonction exponentielle décroissante (ou polynôme d'ordre 2 en-dessous de 4 GeV/c) modélisant le bruit de fond combinatoire, f_{bkg} ;
- Une fonction de Gauss représentant le pic du D^+ se désintégrant dans un état final similaire à celui du D_s^+, $f_{\text{2nd peak}}$;

- Une fonction de Gauss décrivant le signal de vrais D_s^+, f_{signal}.

IV.C-2 Ajustement des spectres de masse invariante

L'ajustement de la distribution $M(K^\pm K^\mp \pi^\pm)$ s'effectue en deux temps. Tout d'abord on souhaite n'ajuster que le continuum combinatoire avec la fonction de bruit de fond f_{bkg}. Dans cette intention, les régions de l'histogramme de masse invariante accueillant les pics du D_s^+ et du D^+ sont masquées. La position μ_{MC} et la largeur σ_{MC} attendues des pics gaussiens sont évaluées à l'aide de simulations après applications des coupures topologiques (IV.C-3). Tout bin de masse invariante situé dans la région des deux gaussiennes, dans $\pm 4\sigma_{\text{MC}}$ autour des valeurs moyennes μ_{MC}, sont omis lors de ce premier ajustement de la fonction de bruit de fond par la méthode du maximum de vraisemblance (*likelihood fit*). Les paramètres obtenus de f_{bkg}, apportant une première estimation du bruit de fond, sont par la suite utilisés comme point de départ de l'ajustement de la fonction totale $f_{\text{tot}} = f_{\text{bkg}} + f_{\text{2nd peak}} + f_{\text{signal}}$, là encore par la méthode de maximum de vraisemblance. La plupart des paramètres de la fonction sont laissés libres pour ne privilégier aucune hypothèse tant sur l'écart-type et l'amplitude du signal que sur la forme spécifique et le niveau du bruit de fond. Seule la largeur du pic du D^+ est fixée à la valeur extraite dans les simulations Monte Carlo (typiquement 9,5 MeV/c^2), pour assurer une meilleure convergence de l'ajustement dans cette région de masse invariante. Enfin, la fonction de bruit de fond f_{bkg} est ré-ajustée en excluant les régions plus finement délimitées des pics de masse invariante du D_s^+ et du D^+. Les incertitudes associées à cette fonction sont ainsi indépendantes des incertitudes induites par l'ajustement du pic du D_s^+.

In fine, si l'ajustement de la fonction totale a convergé, nous disposons des paramètres de f_{tot}, et de sa matrice de covariance, décrivant au mieux le spectre de masse invariante $M(K^\pm K^\mp \pi^\pm)$. En particulier la valeur moyenne μ et la largeur σ de la fonction gaussienne de signal sont connues. Il est alors possible d'évaluer la quantité de signal brut et celle de bruit de fond, dans la région d'intérêt autour de la masse du D_s^+, d'au moins deux manières :

Méthode d'intégration. Le signal S est obtenu en intégrant la fonction de signal f_{signal} entre $\pm 3\sigma$ autour de sa valeur moyenne, et son incertitude correspond à l'erreur sur l'intégrale de f_{signal} due aux incertitudes (corrélées ou non) de l'ajustement. La quantité de candidats bruit de fond B est estimée par intégration de la fonction f_{bkg} dans la région du signal, dans le même intervalle en masse invariante que le signal. Avec une intégration dans $\pm 3\sigma$ autour de la valeur moyenne μ de la gaussienne, 99,7% des vrais candidats D_s^+ sont mesurés. On note que les deux fonctions ne sont pas intégrées sur l'ensemble du spectre en masse invariante de façon à se prémunir des effets d'une mauvaise description du bruit de fond en dehors de la région d'intérêt. Diverses variables statistiques peuvent être dorénavant calculées, telles la significance statistique et le rapport signal sur bruit, en prenant soin de considérer ici les variables S et B comme indépendantes lors de la propagation des incertitudes associées.

Méthode de comptage. Dans ce cas de figure, on n'estime plus directement la quantité de signal mais plutôt $(S+B)$ d'un côté et B de l'autre. La premier terme est évalué en comptant indistinctement le nombre de candidats dont la masse invariante reconstruite se situe entre $\pm 3\sigma$ autour de μ. Le second terme, celui de bruit de fond, est obtenu de la même manière que dans la méthode d'intégration : en calculant l'aire de f_{bkg} sous le pic du signal. La valeur du signal est acquise par soustraction $S = (S+B)_{\text{comptage}} - B_{\text{intégrale}}$. Les variables $(S+B)$ et B sont considérées indépendantes pour le calcul des incertitudes.

Ces deux méthodes sont sensées donner des résultats équivalents. La méthode d'intégration est utilisée par défaut mais ses résultats sont systématiquement confirmés par la méthode de comptage, comme nous le verrons section V.B.

Méthode standard d'optimisation

Dans un premier temps, nous présentons les résultats de l'extraction du signal de D_s^+ tels qu'obtenus en utilisant la méthode standard d'optimisation des coupures (IV.B-5.i). Pour rappel, un unique jeu de coupures de référence est utilisé par intervalle d'impulsion transverse. Ici, chaque ajustement peut être (en fait, est) inspecté individuellement.

Collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, $\mathcal{L}_{\text{int}} = (8{,}6 \pm 0{,}4)$ nb^{-1}

p_{T} (GeV/c)	$[2,4]$	$[4,6]$	$[6,8]$	$[8,12]$	$[12,16]$
χ^2/ndf	0,84	1,01	0,85	0,94	0,73
$S(\pm 3\sigma)_{\text{intégrale}}$	292	333	191	128	31
$B(\pm 3\sigma)_{\text{intégrale}}$	652	427	115	56	11
$S/B(\pm 3\sigma)$	0,45	0,78	1,66	2,29	2,90
$S/\sqrt{S+B}(\pm 3\sigma)$	9,5	12,1	11	9,4	4,8

Collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV, $\mathcal{L}_{\text{int}} = (298{,}9 \pm 9{,}8)$ μb^{-1}

p_{T} (GeV/c)	$[2,4]$	$[4,6]$	$[6,8]$	$[8,12]$	$[12,16]$	$[16,24]$
χ^2/ndf	1,19	1,18	1,07	1,35	1,36	1,16
$S(\pm 3\sigma)_{\text{intégrale}}$	853	1 125	736	507	143	64
$B(\pm 3\sigma)_{\text{intégrale}}$	1 639	1 015	513	198	99	41
$S/B(\pm 3\sigma)$	0,52	1,11	1,43	2,56	1,44	1,56
$S/\sqrt{S+B}(\pm 3\sigma)$	17,1	24,4	20,8	19,1	9,2	6,3

Table IV.4 – Résultats des ajustements des distributions de masse invariante $M(\text{K}^{\pm}\text{K}^{\mp}\pi^{\pm})$ pour les collisions pp et p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 13$ et 5,02 TeV respectivement. Sont reportées les valeurs de χ^2 réduit, signal brut S de D_s^+ et bruit de fond B calculés par méthode d'intégration, rapport signal sur bruit S/B et significance statistique $S/\sqrt{S+B}$, pour les jeux de coupures centrales rapportées dans les tableaux IV.2 et IV.3 (méthode standard d'optimisation).

Les spectres de masse invariante $M(\mathrm{K}^{\pm}\mathrm{K}^{\mp}\pi^{\pm})$ ajustés sont présentés figure IV.16 pour les collisions pp à l'énergie dans le centre de masse de 13 TeV et figure IV.17 pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. Les résultats des ajustements sont résumés dans les tableaux IV.4 pour les collisions pp et p–Pb. Les signaux de $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+} \to [\phi(1020) \to \mathrm{K}^{+}\mathrm{K}^{-}]\pi^{+}$ sont globalement plus visibles dans les collisions p–Pb que dans les collisions pp, ce qui se traduit par une significance statistique plus élevée dans le premier cas que dans le deuxième. En effet les valeurs de $S/\sqrt{S+B}$ s'échelonnent de 4,8 à 12,1 dans les collisions pp et de 6,3 à 24,4 dans les collisions p–Pb. Le bruit de fond combinatoire est plus abondant dans les collisions p–Pb (dont les multiplicités en traces sont supérieures à celles des collisions pp) mais, de par la richesse du signal dans ces mêmes collisions, les rapports S/B sont relativement similaires entre les collisions pp et p–Pb : ils se bornent de 0,45 à 2,9 pour le premier système, et de 0,5 à bas p_{T} à 2,6 pour l'intervalle de 8–12 GeV/c pour le second.

Méthode statistique

Dans le cas de la méthode statistique (décrite dans la sous-section IV.B-5.ii) où une multitude de jeux de sélections est testée aléatoirement, plutôt qu'un unique jeu de référence, nous ne pouvons nous permettre de vérifier chacun des ajustements. Certaines précautions sont cependant prises pour s'assurer de la convergence des ajustements, comme évoqué sous-section IV.B-5.ii : χ^2 réduit de l'ajustement compris entre 0,6 et 2,5, largeur du pic de $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$ pas plus (moins) de deux fois supérieure (inférieure) à σ_{MC}, et significance statistique supérieure à 3.

Les distributions des significances statistiques et signaux bruts de chacun des N tirages aléatoires de coupures, où ici $N = 5\,000$, sont présentés figure IV.18 pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. Au sein d'un même intervalle de p_{T}, on peut noter de fortes variations de la significance en fonction du jeu de coupures utilisé. Par exemple, celle-ci prend des valeurs de 4,2 à 11,5 (5,8 à 12,1) pour le premier intervalle des collisions pp (p–Pb). Par construction, les significances obtenues à partir des sets de coupures de référence (méthode standard) se situent dans la frange haute de ces distributions. Le signal brut change aussi fortement, notamment pour l'intervalle de plus bas p_{T} où un facteur 6,9 (2,5) sépare les deux extrema des collisions pp (p–Pb). Typiquement l'écart-type de ces distributions est de l'ordre de 20% par rapport à la valeur moyenne.

IV.C-3 Étude du pic du signal dans les simulations

Les propriétés du pic de $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$, moyenne et largeur, sont extraites des simulations Monte Carlo et comparées à celles des données. Pour les événements simulés seuls les candidats $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$ vrais sont conservés de sorte que la distribution en masse invariante est exempte de candidats bruit de fond. Elle n'est alors peuplée que d'une distribution quasi gaussienne centrée autour de la masse invariante attendue du méson charmé-étrange. Une loi Normale est ajustée à cette dernière, en deux temps.

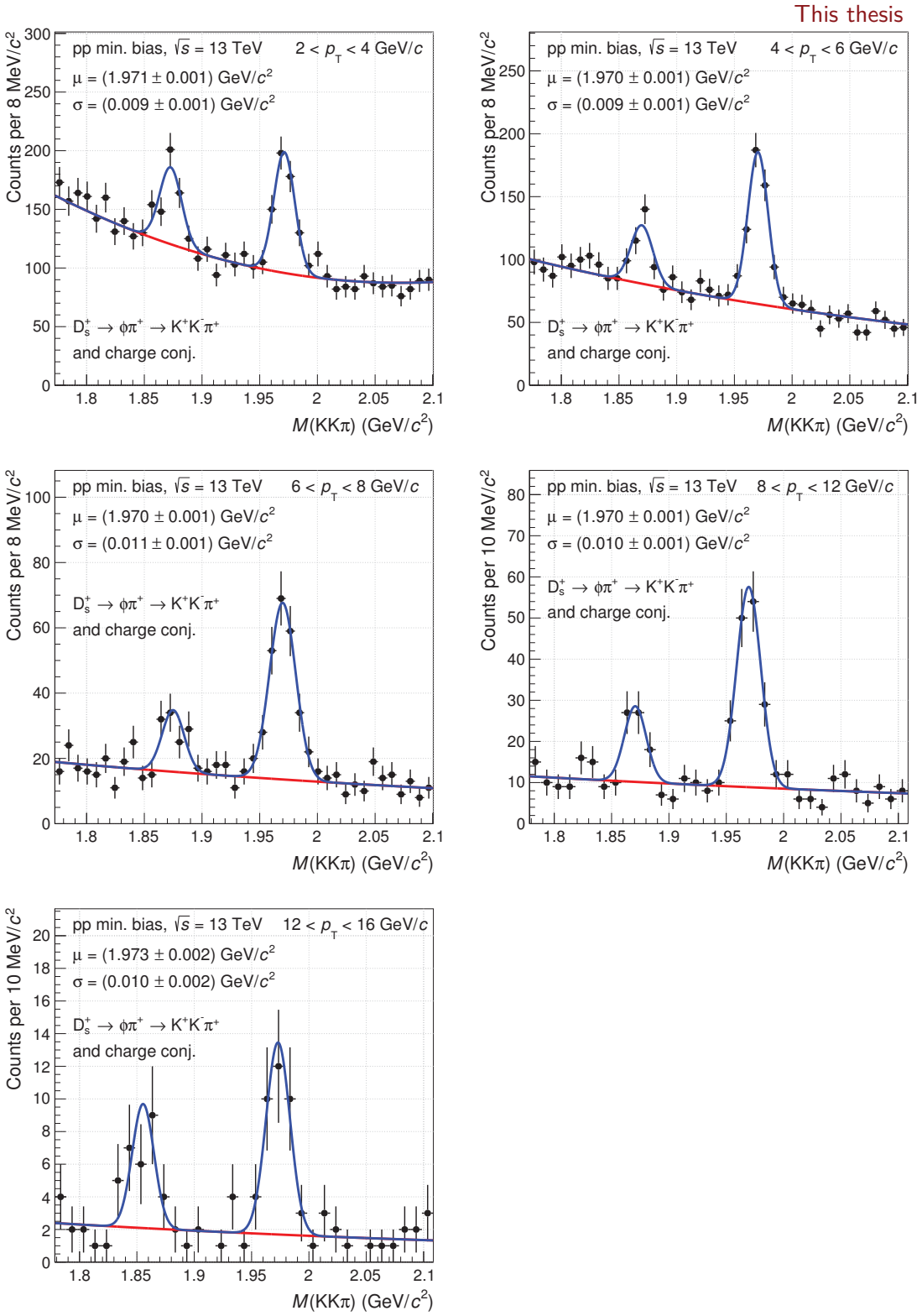

FIGURE IV.16 – Spectres de masse invariante $M(\mathrm{K}^{\pm}\mathrm{K}^{\mp}\pi^{\pm})$ ajustés pour chaque intervalle en impulsion transverse utilisé dans les collisions pp de biais minimum à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Le pic de droite est celui du D_s^+, le pic de gauche est celui du D^+.

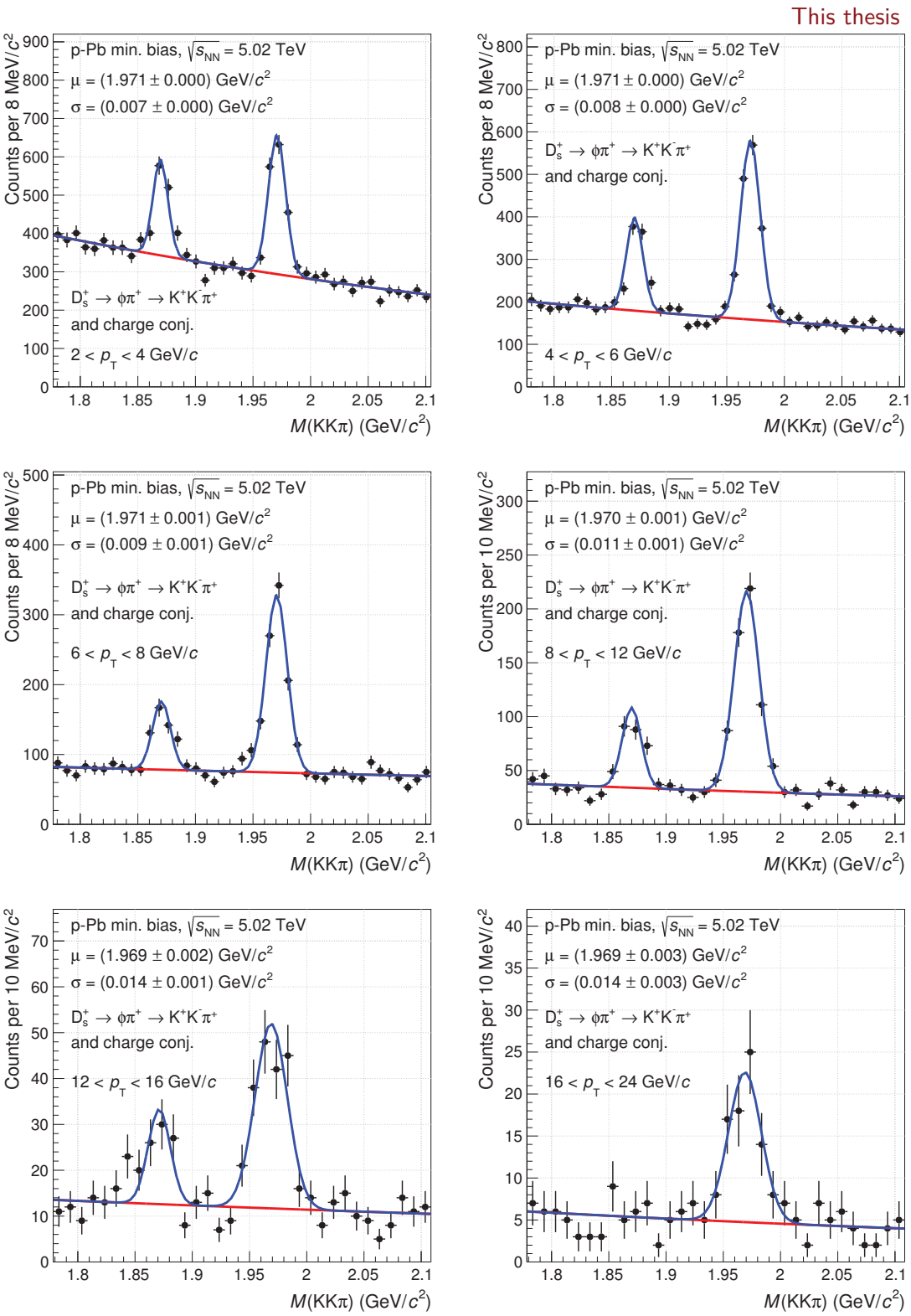

FIGURE IV.17 – Spectres de masse invariante $M(\mathrm{K}^{\pm}\mathrm{K}^{\mp}\pi^{\pm})$ ajustés pour chaque intervalle en impulsion transverse utilisé dans les collisions p–Pb de biais minimum à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. Le pic de droite est celui du D_s^+, le pic de gauche est celui du D^+.

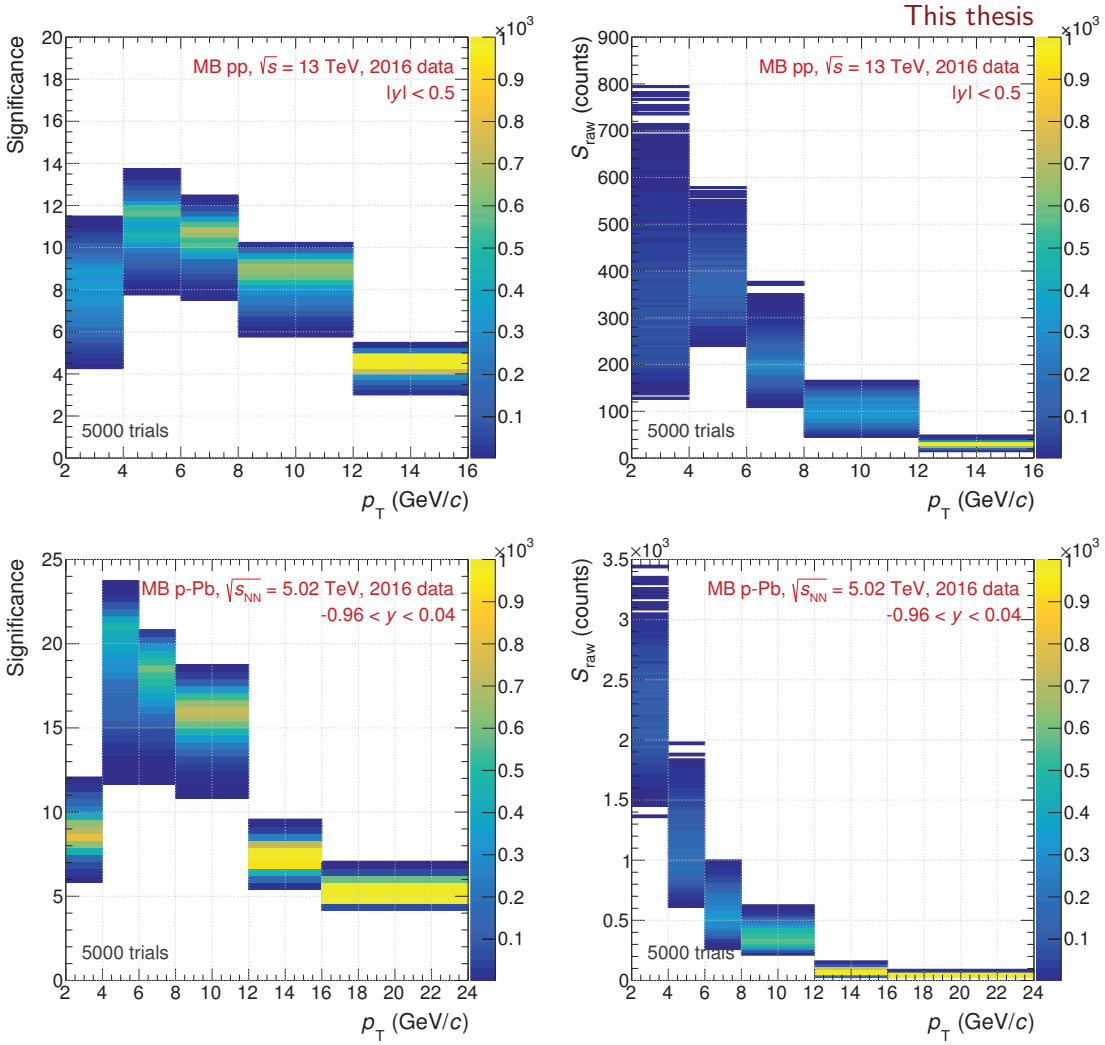

FIGURE IV.18 – Distribution de la significance statistique (gauche) et du signal brut (droite) de 5 000 jeux de coupures aléatoires dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (haut) et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV (bas).

Un premier ajustement est réalisé par la méthode de minimisation des moindres carrés (*id est* ignorant les bins vides) sur l'ensemble de la distribution de masse invariante, de manière à identifier approximativement la valeur moyenne $\mu_{\mathrm{MC,first}}$ et la largeur $\sigma_{\mathrm{MC,first}}$ du pic de vrais $\mathrm{D_s^+}$. Un second ajustement, de maximum de vraisemblance cette fois-ci, est effectué dans un intervalle restreint à $\pm 2\sigma_{\mathrm{MC,first}}$ autour de $\mu_{\mathrm{MC,first}}$. La restriction de la plage d'ajustement permet d'éviter les possibles biais induits par les queues de distribution non gaussiennes et donc d'évaluer plus finement la position μ_{MC} et la largeur σ_{MC} du pic.

Les valeurs moyennes reconstruites du pic de $\mathrm{D_s^+}$ dans les données et les simulations sont similaires et compatibles dans les limites des incertitudes, quel que soit l'intervalle en p_{T} étudié, dans les collisions pp et p–Pb, comme on l'observe figure IV.19-gauche. Les variations des valeurs moyennes sont inférieures à 0,2% dans les deux systèmes, hormis pour l'intervalle 12–16 GeV/c où les simulations donnent une valeur 0,4% plus petite que dans les données. Une masse invariante légèrement supérieure (3–4 MeV/c^2) par rapport à la masse PDG est reconstruite quel que soit le lot de données considéré mais n'a pas d'incidence sur l'étude qui nous intéresse. La comparaison de la largeur du pic de $\mathrm{D_s^+}$ dans les données pp et p–Pb et leurs simulations associées est présentée figure IV.19-droite. Les pics reconstruits semblent 10–15% plus étroits dans le Monte Carlo que dans les données, ce que peuvent expliquer une meilleure résolution des traces simulées et une plus grande quantité de signal par rapport au bruit. D'ailleurs, la statistique limitée des candidats vrais dans les données, vis-à-vis des simulations enrichies en saveurs lourdes, rend sensible l'ajustement aux fluctuations statistiques et peut potentiellement biaiser les caractéristiques du pic de vrais $\mathrm{D_s^+}$. Des études internes à la collaboration ALICE ont montrés, à partir de la reconstruction de $\mathrm{K_S^0} \to \pi^+\pi^-$ et, dans une moindre mesure, des $\mathrm{D^0} \to \pi^+\mathrm{K}^-$ (tous deux plus abondants que les $\mathrm{D_s^+}$), que le rapport de la largeur du pic de masse invariante dans les données et les simulations devait être constant quel que soit l'impulsion transverse. Le rapport $\sigma_{\mathrm{MC}}/\sigma_{\mathrm{données}}$ du pic de $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions pp et p–Pb, apparemment non constant en fonction de p_{T}, met (partiellement) en lumière la présence de fluctuations statistiques dans les données, affectant l'estimation de la largeur du pic. On peut conjecturer, par exemple, que les rapports $\sigma_{\mathrm{MC}}/\sigma_{\mathrm{données}}$ de l'intervalle 2–4 GeV/c des collisions pp et p–Pb, paraissant en dehors de la tendance plate suggérée par les intervalles de plus p_{T}, subissent respectivement des fluctuations hautes et basses sur l'estimation de la largeur du pic des données. L'effet des fluctuations statistiques sur l'extraction du signal sera débattu lors de l'évaluation des incertitudes systématiques, section V.B.

IV.D Corrections d'acceptance et d'efficacité

Le signal brut extrait dans la section IV.C est une estimation de la quantité de $\mathrm{D_s^\pm}$ ayant passé toutes les étapes de reconstruction et de sélection menées dans nos analyses. Cette quantité est plus petite que le nombre total de $\mathrm{D_s^+} \to [\phi(1020) \to \mathrm{K^+K^-}]\pi^+$ (et charge conjuguée) produits dans $|y_{\mathrm{lab}}| < 0{,}5$ du

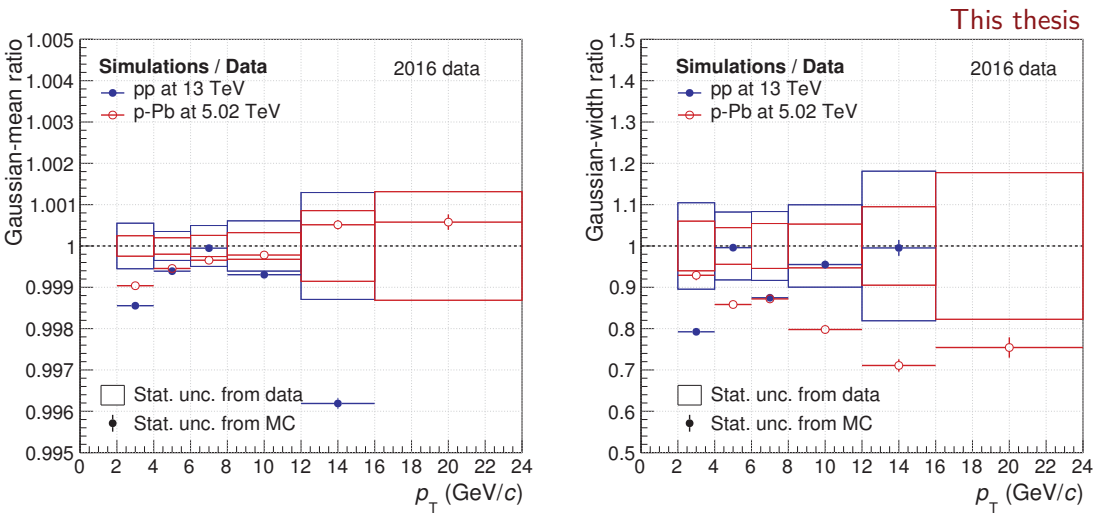

FIGURE IV.19 – Comparaison de la valeur moyenne (gauche) et de la largeur (droite) du pic de D_s^+ dans les données et les simulations pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV.

fait de *(i)* l'acceptance limitée du détecteur, aveugle aux traces émises dans le domaine de pseudorapidités supérieures à $\eta_{\text{lab}} = 0{,}8$ (dans notre cas) ; et *(ii)* les efficacités limitées de reconstruction et de sélection des D_s^+. Une fois corrigé des termes d'acceptance et d'efficacités, estimé à partir des simulations Monte Carlo, un signal brut devient un signal *corrigé*.

Le facteur acceptance fois efficacité a pour définition :

$$\text{Acc} \times \text{Eff} = \frac{\text{Nombre de } D_s^\pm \text{ reconstruits passant toutes les sélections}}{\text{Nombre de } D_s^\pm \text{ produits dans } |y_{\text{lab}}| < 0{,}5} \tag{IV.12}$$

Dans cette équation et la suivante, « Nombre de $D_s^\pm$ » doit être compris comme « nombre de $D_s^\pm$ dans le bon canal de désintégration » soit, dans le cas présent, $D_s^\pm \to [\phi(1020) \to K^+K^-]\pi^\pm$. Pour les analyses pp et p–Pb nous calculerons les termes en deux fois, d'abord l'acceptance à l'aide d'un Monte Carlo réduit (*toy* Monte Carlo, IV.D-1) puis l'efficacité à partir des simulations complètes enrichies en quarks lourds (IV.D-2). En utilisant les formulations du groupe d'analyse des mésons D, la formule IV.12 s'écrira alors :

$$\text{Acc}^* \times \text{Eff} = \overbrace{\frac{kStepAcceptance}{kStepGeneratedLimAcc}}^{\text{Acc}^*} \times \overbrace{\frac{kStepRecoPID}{kStepAcceptance}}^{\text{Eff}} \tag{IV.13}$$

où
- $kStepGeneratedLimAcc = N_{D_s^\pm}$ produits dans $|y_{\text{lab}}| < 0{,}5$;
- $kStepAcceptance = N_{D_s^\pm}$ produits dans $|y_{\text{lab}}| < y_{\text{fid}}$, avec $|\eta_{\text{lab}}^{\text{filles}}| < 0{,}9$ et $p_T^{\text{filles}} > 0{,}1$ GeV/c ;
- $kStepRecoPID = N_{D_s^\pm}$ passant les étapes de reconstruction et de sélection.

Le premier facteur de l'équation, purement géométrique, dépend uniquement de la cinématique de désintégration du méson D_s^+. La formule que nous donnons de l'acceptance ne correspond pas à la définition traditionnelle puisque la sélection en rapidité du numérateur et celle du dénominateur sont différentes. Le facteur correctif $c_{\Delta y}$ permettant de passer de la reconstruction des candidats dans $|y_{\text{lab}}| < y_{\text{fid}}$ (équation IV.8) à la mesure de la section efficace dans $|y_{\text{CMS}}| < 0{,}5$ est en fait incorporé dans *kStepAcceptance*/*kStepGeneratedLimAcc* de sorte que $\text{Acc}^* = \text{Acc} \times c_{\Delta y}$. Le second facteur correspond à la définition usuelle de l'efficacité, à savoir la proportion de D_s^+ reconstruits par rapport aux reconstructibles.

IV.D-1 Facteurs d'acceptance

Le terme géométrique de l'équation IV.13, Acc^*, est évalué à partir de simulations Monte Carlo simples, communément appelées *toy* Monte Carlo. En effet on préfère calculer le terme $\text{Acc}^* \times \text{Eff}$ en deux fois car, n'étant pas limité par la statistique générée par le *toy* Monte Carlo (coût CPU faible), son incertitude statistique est réduite comparée à celle du calcul direct *kStepRecoPID*/*kStepGeneratedLimAcc* par l'utilisation de simulations complètes, au nombre d'événements restreint.

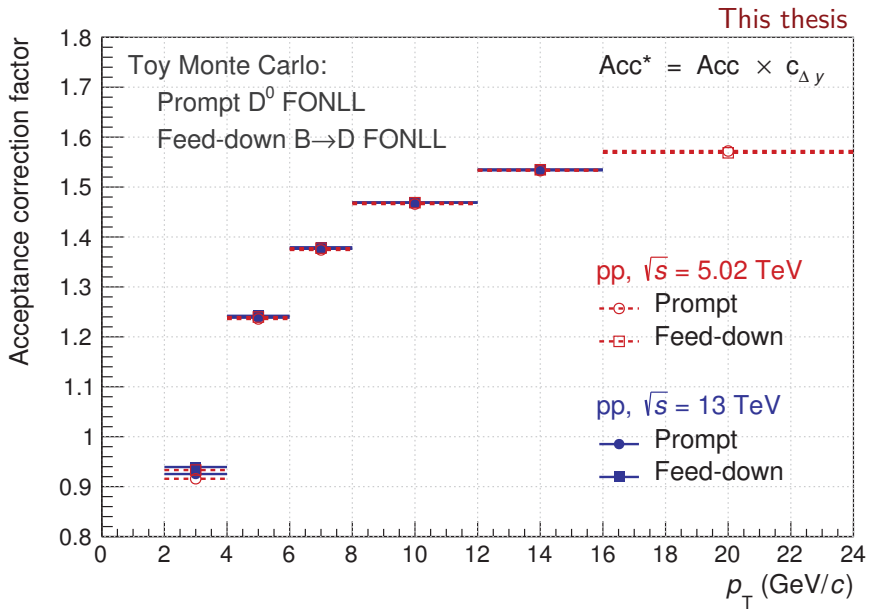

FIGURE IV.20 – Facteurs d'acceptance Acc^* des mésons D_s^+ prompts et *feed-down* en fonction de l'impulsion transverse dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ et 5,02 TeV.

La simulation génère un nombre élevé de mésons D_s^+ dont les caractéristiques cinématiques dans le laboratoire sont déterminées aléatoirement. La rapidité d'émission est choisie aléatoirement dans le domaine en rapidité $|y_{\text{lab}}| < 1$ par un tirage dépendant d'une loi uniforme, du fait que la distribution des particules chargées est constante en rapidité dans $|y_{\text{lab}}| < 2$ [158] [9] ; l'angle azimutal ϕ_{lab} est également

9. La référence citée présente une distribution des particules chargées produites légèrement

tiré au hasard entre 0 et 2π de façon équiprobable. L'impulsion transverse du D_s^+ est sélectionnée aléatoirement selon les prédictions théoriques de FONLL [62, 159] qui sont en bon accord avec les mesures de production des mésons D^+, D^0 et D^{*+} dans les collisions pp aux énergies du LHC [77, 79, 160, 161]. Il est à noter que le cadre théorique FONLL est dédié aux collisions pp, par conséquent les collisions pp et p–Pb s'appuieront toutes deux sur des prédictions pp aux énergies de $\sqrt{s} = 13$ et 5,02 TeV respectivement. De plus, le modèle FONLL n'offre pas de prédictions spécifique au D_s^+. Dans ces circonstances, le *toy* Monte Carlo prendra pour distribution en p_T la prédiction FONLL des D^0 prompts — pour représenter la production des D_s^+ prompts — et la prédiction FONLL $B \to D$ — pour la production des D_s^+ non-prompts. Nous verrons à la section V.F-1.ii que le biais lié à ce choix de fonctions est quasi négligeable. À partir des trois quantités cinématiques tirées aléatoirement, y_{lab}, ϕ_{lab} et p_T, toute la cinématique du méson D_s^+ est connue (E, $\vec{p}$). Ce dernier est forcé de se désintégrer dans son canal hadronique $\phi(1020)\pi^+ \to K^+K^-\pi^+$ partageant sa cinématique sur ses particules filles grâce aux algorithmes de désintégration de Pythia 6 [64].

Les facteurs géométriques d'acceptance Acc^* pour les mésons D_s^+ prompts et non-prompts, en fonction de leur impulsion transverse, sont présentés figure IV.20 pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ et 5,02 TeV. Ceux-ci croissent avec p_T de 0,92 à 1,56. Les valeurs d'acceptance supérieures à l'unité viennent du facteur correctif de rapidité $c_{\Delta y}$ ($Acc^* = Acc \times c_{\Delta y}$) discuté plus haut. Bien que les spectres de productions des mésons D prédits par FONLL se « durcissent » à haut p_T avec l'augmentation de l'énergie de collision, l'écart entre les termes Acc^* à $\sqrt{s} = 13$ et 5,02 TeV sont en-deçà du pourcent.

IV.D-2 Facteurs d'efficacité

La correction d'efficacité doit englober l'ensemble des sélections appliquées dans l'intention d'obtenir les distributions en masse invariante $M(K^\pm K^\mp \pi^\pm)$ (section IV.C). À chaque étape de l'analyse une efficacité propre est évaluée. Deux grandes familles se distinguent :

- **Les efficacités de reconstruction :** embrassant la reconstruction du vertex primaire d'interaction, la reconstruction des traces filles, et la reconstruction du vertex secondaire de désintégration du D_s^+.
- **Les efficacités de sélection :** allant des sélections sur la qualité des traces aux sélections topologiques.
- **Les efficacités d'identification de particules :** regroupant l'identification réalisée à l'aide de la TPC (pertes linéiques d'énergies) et celle basée sur le TOF (temps de vol).

Ces efficacités dépendent des conditions de fonctionnement des détecteurs (efficacité propre des détecteurs, calibration) et, de manière corrélée, du faisceau (position du point d'interaction primaire, taux d'interactions inélastiques) lors de la prise

convexe, du fait de la mesure en fonction de la pseudorapidité η et non de la rapidité y.

de données. Par conséquent des simulations détaillées, imitant (au plus proche) la situation des différentes périodes de prises de données telles que décrites à la sous-section IV.A-3, sont nécessaires.

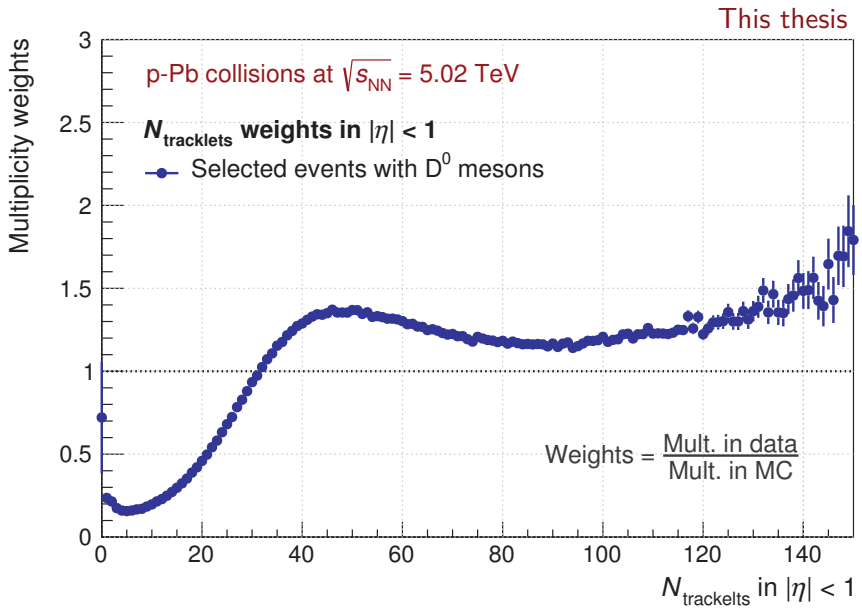

FIGURE IV.21 – Poids en nombre de tracklets dans $|\eta_{\text{lab}}| < 1$ pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV générant un méson D^0.

Arrêtons-nous un instant sur la multiplicité en traces chargées des événements réels et simulés déjà discutée (figure IV.5, sous-section IV.A-3). Nous avons vu que, après sélection des événements et des traces, les distributions du nombre de traces reconstruites par événement dans les données et les simulations divergent. Or la multiplicité en traces a un impact direct sur les efficacités de reconstruction et de sélection. En particulier, l'efficacité de reconstruction du vertex primaire est plus élevée dans les événements de haute multiplicité et la résolution sur sa position est plus précise. De ce fait les efficacités des mésons D_s^+ sont pondérées dans les collisions p–Pb par des poids de multiplicité, en vue de compenser l'excédent (le déficit) d'événements de basse (haute) multiplicité dans les simulations par rapport aux données. Ces poids sont calculés comme le rapport « données/simulations » du nombre d'événements possédant un méson D^0 pour un intervalle de tracklets, mesurées dans $|\eta_{\text{lab}}| < 1$, fixé [10]. Les valeurs des poids en multiplicité dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV sont présentées figure IV.21 en fonction du nombre de tracklets. Pour les collisions pp, de multiplicité moyenne de traces plus faible que les collisions p–Pb, la sphérocité de l'événement — topologie di-jets ou isotrope — devient plus importante que la multiplicité elle-même. Une pondération des simulations vis-à-vis de la multiplicité des données « briserait » la sphérocité des événements simulés, pourtant raisonnablement reproduite par PYTHIA 6 [162].

10. Dans les données un événement est considéré comme possédant un méson D s'il possède un candidat D dans la région du pic de masse invariante après application des sélections topologiques.

Par conséquent, aucun poids en multiplicité n'est utilisé pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Méthode standard d'optimisation

Les facteurs Acc × Eff, corrigeant les effets de l'acceptance et des efficacités de reconstruction et de sélection, pour les mésons D_s^+ prompts et non-prompts sont exposés figure IV.22 en fonction de p_T pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. Pour le jeu unique de coupures utilisé comme référence, les efficacités de détection des mésons D_s^+ prompts varient globalement entre 0,6% et 25%. Comme pour les termes d'acceptance, les efficacités de reconstruction et de sélection augmentent avec l'impulsion transverse des mésons D_s^+ compte tenu de l'allongement de leur distance de vol. Une distance de vol plus grande implique effectivement une plus grande séparation des vertex primaires et secondaires, avec une résolution qui reste bonne à raisonnable, et donc des efficacités des coupures de sélection plus élevées. Pour la même raison les mésons D_s^+ issus de la désintégration de mésons B, se désintégrant plus loin encore dans le détecteur, détiennent une efficacité supérieure aux mésons D_s^+ prompts. En ce qui concerne les collisions p–Pb, la correction des poids en multiplicité rehausse les efficacités de manière croissante avec p_T, de 6% pour le premier intervalle en p_T à 0,7% entre 16 à 24 GeV/c. La correction est globalement plus importante pour la population prompte de D_s^+ que pour celle non-prompte.

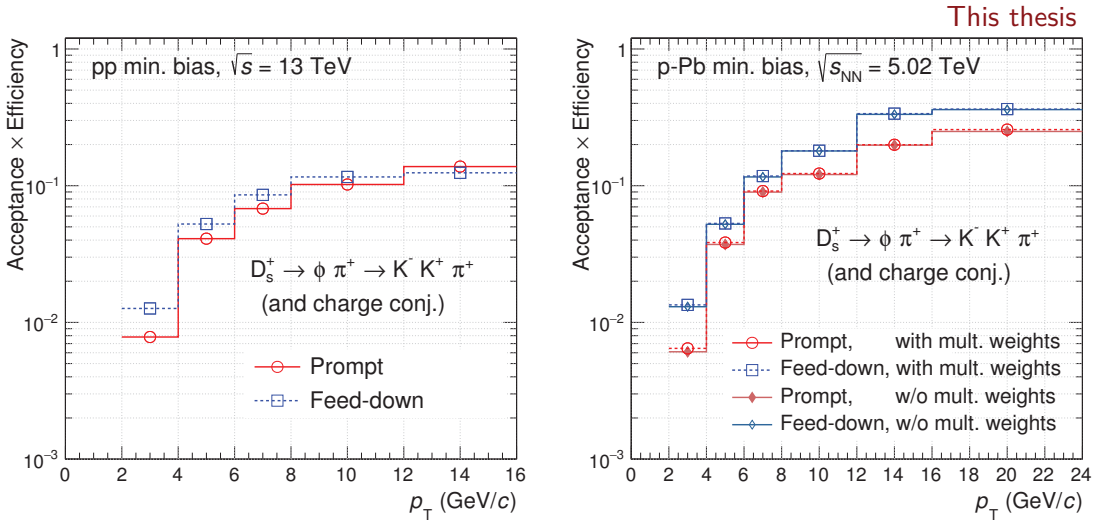

FIGURE IV.22 – Facteurs Acc × Eff des mésons D_s^+ prompts et non-prompts, en fonction de l'impulsion transverse, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (gauche) et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV (droite).

Méthode statistique

Pour la méthode statistique, à 5 000 jeux de coupures, la distribution des termes Acc × Eff des D_s^+ prompts en fonction de l'impulsion transverse est vi-

sible figure IV.23 pour les collisions pp à 13 TeV et p–Pb à 5,02 TeV. Ici les efficacités peuvent changer drastiquement d'un jeu de coupures à l'autre pour un même intervalle en p_T. Pour l'intervalle 2–4 GeV/c, un facteur 5 sépare les efficacités minimales et maximales. On remarque aussi que, malgré une vaste exploration de l'espace des phases des variables topologiques, les efficacités sont bornées. En souhaitant conserver une significance statistique supérieure à 3, on ne trouvera pas de valeurs Acc × Eff supérieures à 4% dans l'intervalle 2–4 GeV/c ni inférieures à 10% dans l'intervalle de 12–16 GeV/c. Dans le premier cas, les coupures seraient trop lâches induisant une trop forte abondance des candidats bruit de fond lesquels noieraient les candidats vrais ; dans le second cas, les coupures seraient trop serrées supprimant trop fortement le nombre de candidats vrais.

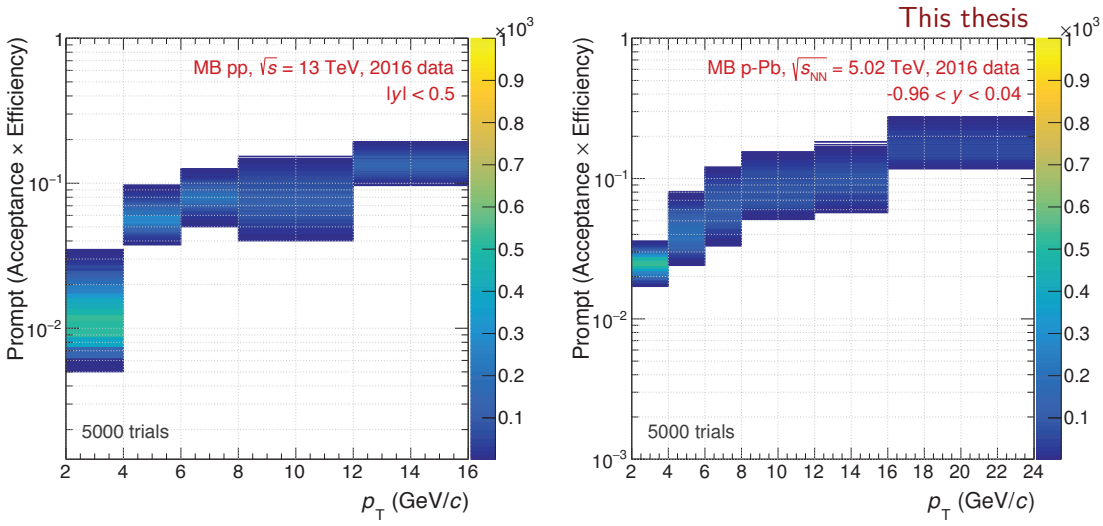

FIGURE IV.23 – Facteurs Acc × Eff des mésons D_s^+ prompts, en fonction de l'impulsion transverse, pour 5 000 jeux de coupures aléatoires dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (gauche) et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV (droite).

IV.E Fraction prompte du signal de D_s^+

D'ordinaire pour l'étude des mésons D, le signal brut extrait par ajustement des spectres en masse invariante $N^{D+\overline{D},brut}$ (section IV.D) contient le signal des particules et des antiparticules. Celles-ci sont toutes deux susceptibles de provenir de :

- **l'hadronisation de quarks charmés** ; on parlera de mésons D *prompts* dont la population est alimentée par :
  - la fragmentation directe de quarks charmés (majoritaire) ;
  - éventuellement, la désintégration forte et électromagnétique d'états excités de hadrons charmés ouverts (telles les résonances $D_s^{*+}(2112) \to D_s^+\gamma$ ou $D_{s1}^+(2460) \to D_s^+\pi^+\pi^-$) ou charmés fermés (par exemple les *charmonia* $J/\psi(1S) \to D_s^-\pi^+$ ou $\psi(4040) \to D_s^+D_s^-$).

- **la désintégration de hadrons beaux** ; on parlera de mésons D *non-prompts* ou *feed-down* dont la population est approvisionnée par :
  - la désintégration des mésons beaux, tel $B_s^0 \to D_s^+ D_s^-$;
  - la désintégration des baryons beaux, tel $\Lambda_b^0 \to pD_s^-$.

  Le tableau IV.1 résume les rapports d'embranchement des hadrons beaux se désintégrant en mésons D. En particulier, 10,1% des désintégrations des hadrons b s'effectuent dans un canal $D_s^+ + X$. D'après les mesures des sections efficaces de production des hadrons B^0, B^+, B_s^0 et Λ_b^0 dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, à rapidité centrale, par la collaboration CMS [163–166], on peut estimer le rapport de production baryons sur mésons à 13% ($\sigma(pp \to \Lambda_b^0 X) = 2{,}1 \pm 1{,}1$ μb contre $\sigma(pp \to [B^0, B^+, B_s^0]X) = 16{,}1 \pm 1{,}6$ μb).

Les sections efficaces de production que l'on souhaite mesurer, et qui sont habituellement calculées par la théorie et les modèles, ne concernent toutefois que les mésons D prompts. La contribution non-prompte doit donc être évaluée et soustraite du signal brut. De premières études ont permis d'estimer expérimentalement (*data-driven*) la fraction prompte des D^0, D^+ et D^{*+} reconstruits dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV [76, 116] et, pour les mésons D^0, les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV (dans un intervalle en p_T limité de 2 à 12 GeV/c) [167], à partir de l'examen de leur paramètre d'impact. La procédure requiert cependant un nombre élevé de mésons D reconstruits, abordable pour les mésons D non-étranges mais à la limite de l'accessible pour les mésons D_s^+. En outre, l'estimation expérimentale de la fraction prompte nécessite d'abandonner les coupures reposant sur le paramètre d'impact des mésons D, notamment celle sur la variable topologique $(d_{0,xy}^{\text{reco}} - d_{0,xy}^{\text{exp}})/\sigma_\Delta$ (sous-section IV.B-5), pourtant utile à l'extraction du signal des mésons D_s^+ [11]. Une approche purement expérimentale n'est de ce fait pas adaptée pour les analyses présentées dans ce travail.

Une démarche s'appuyant sur des prédictions théoriques QCD rend possible la détermination de la fraction prompte des mésons D reconstruits. En appelant $N^{\text{D,brut}}$ le signal brut de mésons D inclusifs (*id est* prompts et non-prompts) et $N_{\text{feed-down}}^{\text{D,brut}}$ le signal brut de mésons D *feed-down*, la fraction prompte se formule

$$f_{\text{prompt}} = 1 - f_{\text{feed-down}} = 1 - \frac{N_{\text{feed-down}}^{\text{D,brut}}}{N^{\text{D,brut}}} \tag{IV.14}$$

Le signal brut inclusif $N^{\text{D,brut}}$ s'obtient depuis le signal brut extrait expérimentalement à partir des distributions en masse invariante $N^{\text{D,brut}} = N^{\text{D}+\bar{\text{D}},\text{brut}}/2$. Les mésons et anti-mésons D, majoritairement produits aux énergies du LHC par fusion de gluons, sont effectivement créés en quantités égales. Le signal brut de mésons D non-prompts est évalué en utilisant la prédiction FONLL [62, 159] de la section efficace de production des mésons B, en collisions pp, modifiée par la

11. Dans la méthode *data-driven*, des ajustements sur la distribution du paramètre d'impact des mésons D sont réalisés pour déterminer la fraction prompte. Une coupure sur le paramètre d'impact, déformerait la distribution à ajustée et biaiserait potentiellement l'estimation de f_{prompt}.

cinématique de désintégration $B \to D + X$ fournie par l'algorithme de simulations EvtGen [168] :

$$N_{\text{feed-down}}^{\text{D,brut}} = \left(\frac{d^2\sigma}{dp_T dy}\right)_{\text{feed-down}}^{\text{FONLL, pp}} \cdot \mathcal{L}_{\text{int}} \cdot \text{B.R.} \cdot (\text{Acc} \times \text{Eff})_{\text{feed-down}} \cdot c_{\Delta y} \cdot \Delta p_T \quad \text{(IV.15)}$$

Le rapport d'embranchement B.R. ($D_s^+ \to \phi(1020)\pi^+ \to K^+K^-\pi^+$) et la luminosité intégrée $\mathcal{L}_{\text{int}}$ permettent de passer d'une section efficace de production $B \to D + X$ à un nombre de mésons D, issus de mésons B, générés dans le canal d'embranchement d'intérêt. Les termes d'acceptance et d'efficacité des mésons D non-prompts $(\text{Acc} \times \text{Eff})_{\text{feed-down}}$ et les corrections de sélection en rapidité $c_{\Delta y}$ et impulsion transverse Δp_T font le passage vers le nombre de mésons $D \leftarrow B$ potentiellement reconstruits aux regards des sélections de l'analyse.

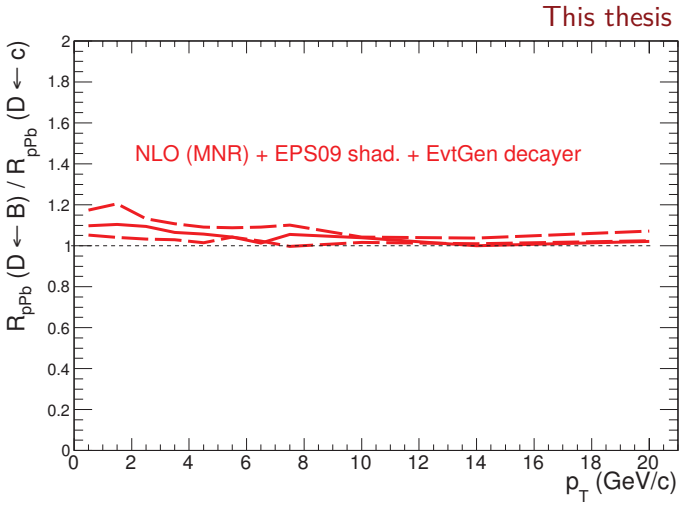

Figure IV.24 – Rapport des facteurs de modification nucléaire des mésons D non-prompts et prompts en fonction de p_T dans les collisions p–Pb, obtenu à partir de calcul de QCD perturbative à l'ordre NLO (MNR [169]) incluant EPS09 [82].

La prédiction FONLL, effectuée pour les collisions pp, doit être modifiée pour les collisions p–Pb afin de tenir compte de l'impact de la modification de la distribution des partons sur la production de hadrons B. L'équation suivante est alors employée :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dp_T dy}\right)_{\text{feed-down}}^{\text{MB, p–Pb}} = A \cdot R_{\text{pPb}}^{\text{feed-down}} \cdot \left(\frac{d^2\sigma}{dp_T dy}\right)_{\text{feed-down}}^{\text{FONLL, pp}} \quad \text{(IV.16)}$$

où A représente le nombre de masse du noyau de ^{208}Pb et $R_{\text{pPb}}^{\text{feed-down}}$ est le facteur de modification nucléaire (Eq. I.5) pour les mésons D non-prompts. Ce dernier n'a pas encore été mesuré dans l'intervalle en p_T qui nous intéresse et sa valeur fait donc l'objet d'une hypothèse. On supposera ici que $R_{\text{pPb}}^{\text{feed-down}}(p_T) = R_{\text{pPb}}^{\text{prompt}}(p_T) = 1$. Cette conjecture semble légitime d'après l'étude des effets de *shadowing* dans les noyaux (II.C-1) sur les mésons D directs et issus de hadrons B : les calculs de QCD

perturbative à l'ordre NLO (MNR [169]) couplés aux distributions partoniques nucléaires du plomb (implémentées dans EPS09 [82]) prédisent que le facteur de modification nucléaire doit approcher l'unité (figure IV.24). Sur cette dernière, la bande pleine correspond aux valeurs centrales du calcul, tandis que les bandes pointillées représentent les incertitudes corrélées sur le calcul des R_{pPb} des mésons D non-prompts et prompts.

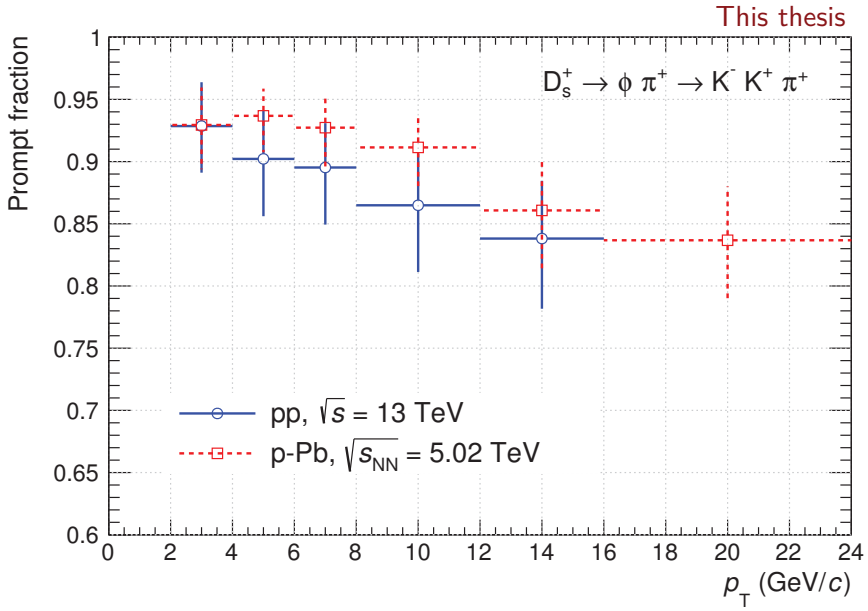

FIGURE IV.25 – Fraction de mésons D_s^+ prompts en fonction de l'impulsion transverse dans les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 5,02 TeV, avec la méthode standard.

Les fractions de mésons D_s^+ prompts par intervalle d'impulsion transverse dans les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 5,02 TeV sont présentées figure IV.25 pour les jeux de sélections de référence (tableaux IV.2 et IV.3). Les barres verticales correspondent aux incertitudes systématiques, notamment liées à l'hypothèse sur le $R_{\mathrm{pPb}}^{\text{feed-down}}$ en p–Pb, et seront discutées section V.G. Il peut être remarqué que la quantité f_{prompt} décroît avec p_{T} de $\sim$ 93% à 84%. La même tendance est observée figure IV.26 pour la méthode statistique aux 5 000 jeux de coupures, où la fraction prompte varie de 95 à 85% (88 à 73%) dans l'intervalle 2–4 GeV/c (12–16 GeV/c) pour les collisions pp. La section efficace de production des mésons D diminue plus rapidement avec p_{T} que celle des mésons B, la fraction relative B/D est donc plus élevée à haut p_{T}. De plus, comme nous l'avons vu (sous-section IV.D-2), l'efficacité de reconstruction et de sélection des mésons D_s^+ non-prompts augmente avec p_{T} en même temps que celle des mésons D_s^+ prompts. La figure IV.27 met en lumière les corrélation de f_{prompt} et $(\mathrm{Acc} \times \mathrm{Eff})_{\text{feed-down}}$ pour les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV : de manière générale, plus l'efficacité de sélection des mésons D_s^+ non-prompts est élevée, plus la fraction de D_s^+ prompts est petite. Il faut néanmoins nuancer ce propos en observant que pour une valeur de $(\mathrm{Acc} \times \mathrm{Eff})_{\text{feed-down}}$ donnée, il existe plusieurs fraction prompte possible, en fonction

du jeu de coupure employé. La quantité $(\mathrm{Acc} \times \mathrm{Eff})_{\mathrm{prompt}}$ est de fait un facteur important dans la proportion de $\mathrm{D_s^+}$ prompts reconstruits.

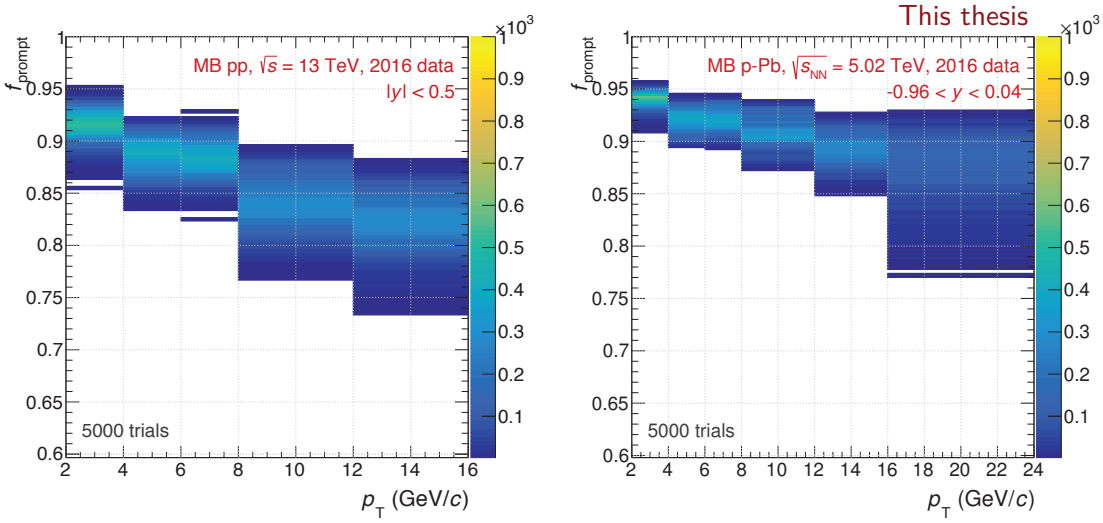

FIGURE IV.26 – Fraction de mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts en fonction de l'impulsion transverse dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, avec la méthode statistique à 5 000 jeux de coupures.

IV.F Section efficace

La section efficace différentielle de production, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}$, fonction de l'impulsion transverse et à rapidité centrale, des mésons $\mathrm{D_s^+}$, peut être obtenue expérimentalement grâce à l'équation IV.1. Dans les collisions pp, la section efficace est mesurée dans l'intervalle en rapidité, dans le référentiel du centre de masse (CMS), $|y_{\mathrm{CMS}}| < 0{,}5$; dans les collisions p–Pb, du fait de l'asymétrie d'énergie des faisceaux, elle est mesurée dans $-0{,}96 < y_{\mathrm{CMS}} < 0{,}04$. On y reconnaît le signal brut $N^{\mathrm{D+\bar{D},brut}}$ extrait par ajustement de spectres en masse invariante (section IV.C), divisé par 2 pour prendre en compte la contribution des antiparticules [12]. Le facteur f_{prompt} permet d'évaluer la fraction de $\mathrm{D_s^+}$ prompts du signal brut (section IV.E). Celle-ci est ensuite corrigée de l'acceptance du détecteur et de l'efficacité de reconstruction et de sélection des $\mathrm{D_s^+}$, $(\mathrm{Acc} \times \mathrm{Eff})_{\mathrm{prompt}}$, reconstruits dans une région fiduciaire de rapidité $\mathrm{c}_{\Delta y}$ dépendant de p_{T} (section IV.D) ; on obtient alors un signal corrigé de $\mathrm{D_s^+} \to [\phi(1020) \to \mathrm{K^+K^-}]\pi^+$. La section efficace de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ — tous canaux de désintégration confondus — est finalement obtenue en normalisant le signal corrigé par le rapport d'embranchement (B.R. $= (2{,}27 \pm 0{,}08)\%$ [8]) et la luminosité intégrée $\mathcal{L}_{\mathrm{int}}$. La division par la largeur des intervalles d'impulsion transverse Δp_{T} permet d'avoir la section efficace différentielle par unité de p_{T}.

12. L'asymétrie de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ et $\mathrm{D_s^-}$, mesurée par LHCb dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ et 8 TeV, est inférieure à 0,5% [170]. Cet effet est bien en-deçà des incertitudes statistiques et systématiques des mesures présentées ici.

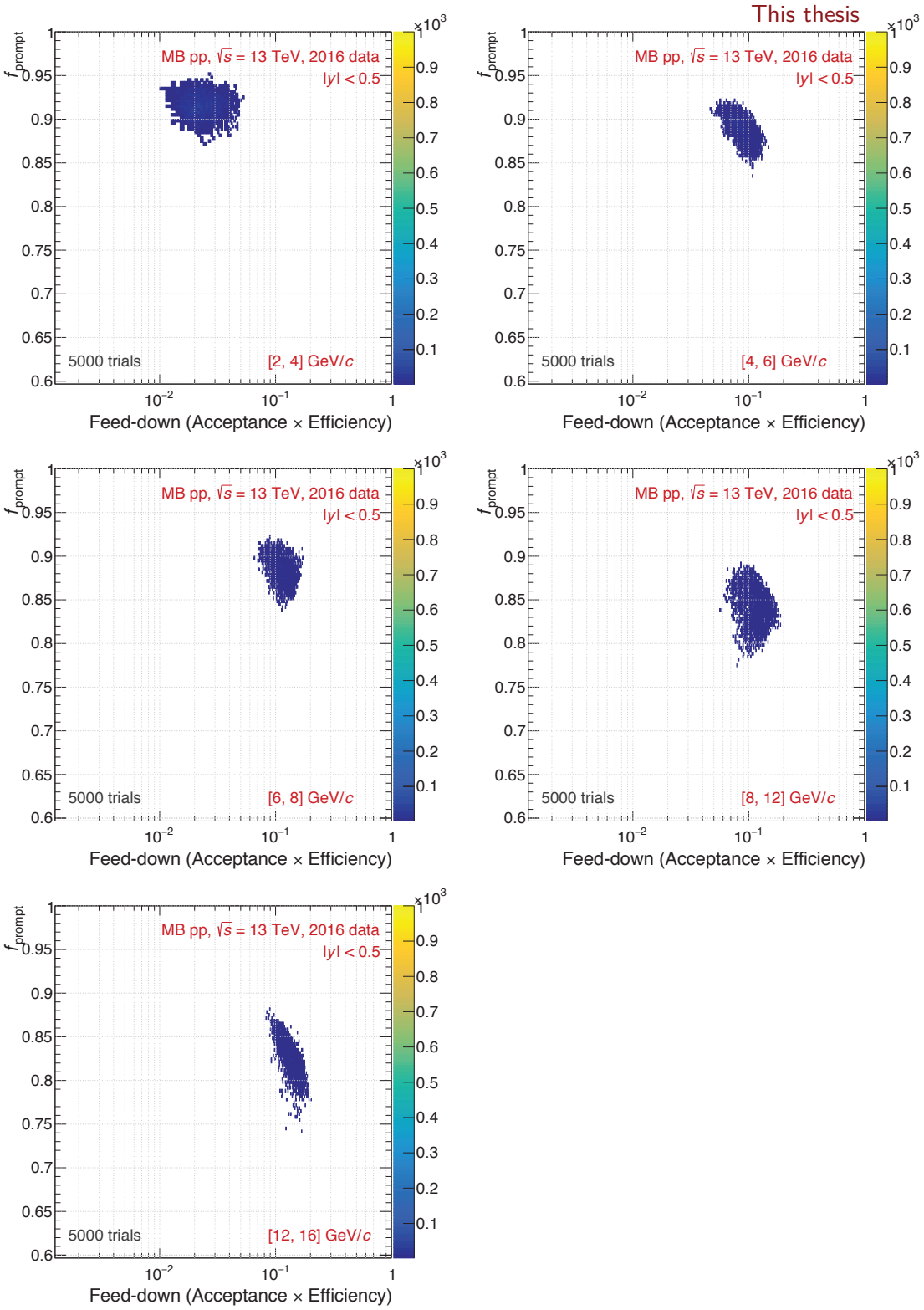

FIGURE IV.27 – Fraction de mésons D_s^+ prompts en fonction des termes Acc × Eff des D_s^+ non-prompts, pour chaque intervalle d'impulsion transverse, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, avec la méthode statistique à 5 000 jeux de coupures.

Nous rappelons ici l'équation IV.1 :

$$\left.\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\mathrm{D\ prompt}}}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y}\right|_{y_{\mathrm{CMS}}^{\mathrm{centrale}}} = \frac{1}{\Delta p_{\mathrm{T}}} \cdot \frac{1}{\mathcal{L}_{\mathrm{int}}\mathrm{B.R.}} \cdot \frac{f_{\mathrm{prompt}}(p_{\mathrm{T}}) \cdot \frac{1}{2} \cdot N^{\mathrm{D+\bar{D},brut}}(p_{\mathrm{T}})\Big|_{|y_{\mathrm{lab}}|<y_{\mathrm{fid}}}}{(\mathrm{Acc} \times \mathrm{Eff})_{\mathrm{prompt}}(p_{\mathrm{T}}) \cdot c_{\Delta y}(p_{\mathrm{T}})}$$

La luminosité intégrée s'estime par le rapport $\mathcal{L}_{\mathrm{int}} = N_{\mathrm{V0}}/\sigma_{\mathrm{V0}}$. Le numérateur N_{V0} correspond au nombre d'événements passant le système de déclenchement de biais minimum INT7, basé sur les informations délivrées par les détecteurs V0A et V0C (section IV.A-1), et dont la position longitudinale du vertex primaire reste dans une distance de ± 10 cm par rapport à l'origine du détecteur. Le système de déclenchement INT7 est pleinement (100%) efficace pour sélectionner les événements possédant un méson $\mathrm{D_s^+}$ de $p_{\mathrm{T}} > 1$ GeV/c produit dans $|y_{\mathrm{lab}}| < 0{,}5$; *id est* il n'y a pas de signal de mésons D perdu du fait du déclenchement de biais minimum. Le dénominateur σ_{V0} est la section efficace d'interactions inélastiques vue par les détecteurs V0 : $\sigma_{\mathrm{V0}} = \epsilon \cdot \sigma_{\mathrm{inélastique}}$, où $\epsilon < 1$ est la fraction de la section efficace inélastique $\sigma_{\mathrm{inélastique}}$ satisfaisant le système de déclenchement de biais minimum. La section efficace visible est mesurée lors de périodes de prise de données dédiées où des mesures de type « balayage de Van der Meer » sont effectuées[13]. Pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV [171] et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV [172] les section efficaces visibles par les V0 et les luminosités intégrées sont :

$$\sigma_{\mathrm{pp}}(\mathrm{V0}) = (57{,}8 \pm 1{,}2)\ \mathrm{mb} \qquad \mathcal{L}_{\mathrm{int}}^{\mathrm{pp}} = (8{,}6 \pm 0{,}4)\ \mathrm{nb}^{-1}$$
$$\sigma_{\mathrm{p\text{–}Pb}}(\mathrm{V0}) = (2{,}09 \pm 0{,}07)\ \mathrm{b} \qquad \mathcal{L}_{\mathrm{int}}^{\mathrm{p\text{–}Pb}} = (298{,}9 \pm 9{,}8)\ \mu\mathrm{b}^{-1}$$

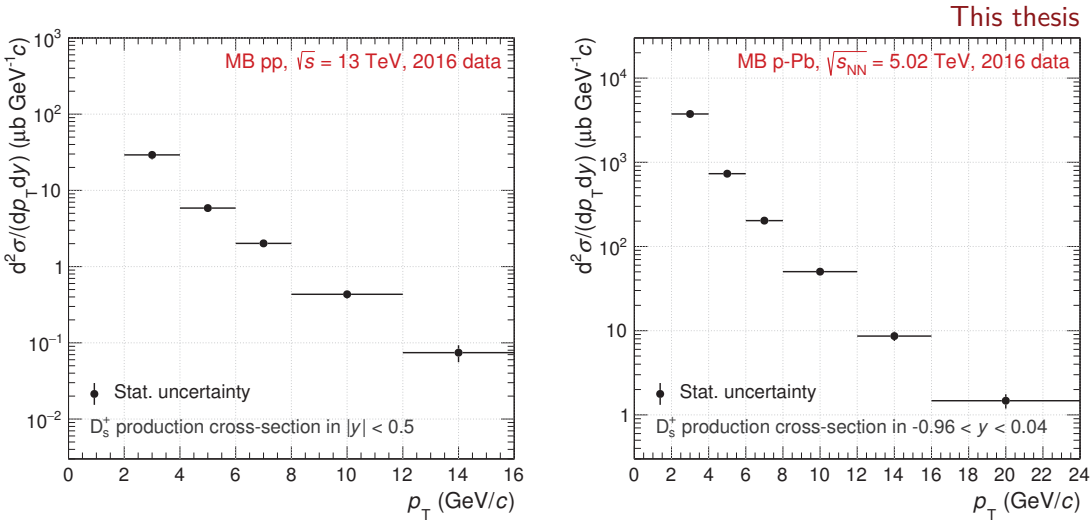

FIGURE IV.28 – Section efficace différentielle de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ en fonction de leur impulsion transverse, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (gauche) et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV (droite).

13. Pour plus d'informations à ce sujet, voir la section 2.3 de [143].

IV.F-1 Méthode standard d'optimisation

La section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ est évaluée à l'aide de l'équation IV.1, d'abord pour le jeu de coupures de référence (tableaux IV.2 et IV.3). Dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, la section efficace mesurée à rapidité centrale, dans $|y| < 0{,}5$, est présentée figure IV.28-gauche. Celle mesurée dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, pour l'intervalle de rapidité $-0{,}96 < y < 0{,}04$ est visible figure IV.28-droite. À ce stade seules les incertitudes statistiques sont affichées, les incertitudes systématiques seront détaillées à la section V.C.

IV.F-2 Méthode statistique

La méthode statistique d'évaluation de la section efficace fournit plutôt une distribution de sections efficaces par intervalle de p_{T}, comme on peut l'observer figure IV.29 pour les événements pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. Pour chaque jeu aléatoire de coupures, un signal brut est extrait puis corrigé en correspondance de façon à obtenir une section efficace (IV.B-5.ii). Bien que, au sein d'un même intervalle, deux sections efficaces peuvent avoir des valeurs significativement différentes, la majorité des sections efficaces s'organisent autour d'une valeur commune.

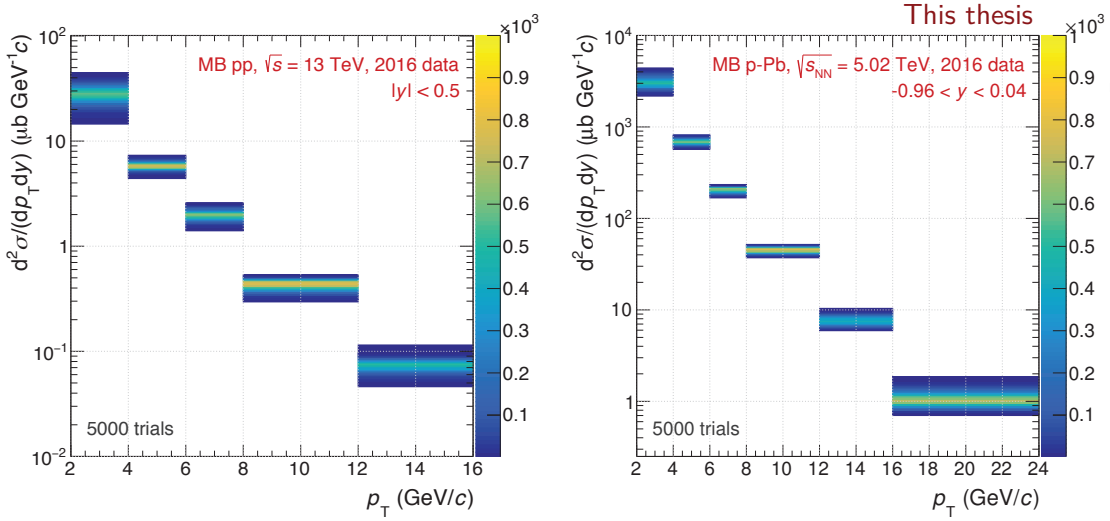

FIGURE IV.29 – Distribution des 5 000 sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ par intervalle de p_{T}, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (gauche) et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV (droite).

Tel qu'on peut le voir figures IV.31 (collisions pp) et IV.32 (collisions p–Pb), les sections efficaces se distribuent globalement selon une loi normale. Les valeurs moyennes de ces distributions gaussiennes sont retenues comme estimateurs de la valeur *vraie* de la section efficace de production des mésons D_s^+ pour chaque intervalle en p_{T}. Les distributions des incertitudes statistiques relatives, vis-à-vis des valeurs moyennes correspondantes, $\sigma_{\mathrm{stat.}}/\mu$, sont présentées figures IV.33 et IV.34

pour tous les intervalles d'impulsion transverse des mésons D_s^+, dans les collisions pp et p–Pb respectivement. Les incertitudes statistiques sont étudiées ici en relatif car l'amplitude d'une incertitude n'a de sens qu'en comparaison de l'amplitude de la quantité mesurée. Là aussi, les incertitudes statistiques relatives se distribuent approximativement selon une loi normale. Les valeurs moyennes des ces distributions, d'ailleurs largement compatibles avec les médianes respectives (différences inférieures à 0,5 écart-type, au plus), sont identifiées comme estimateurs des incertitudes statistiques associées aux sections efficaces moyennes.

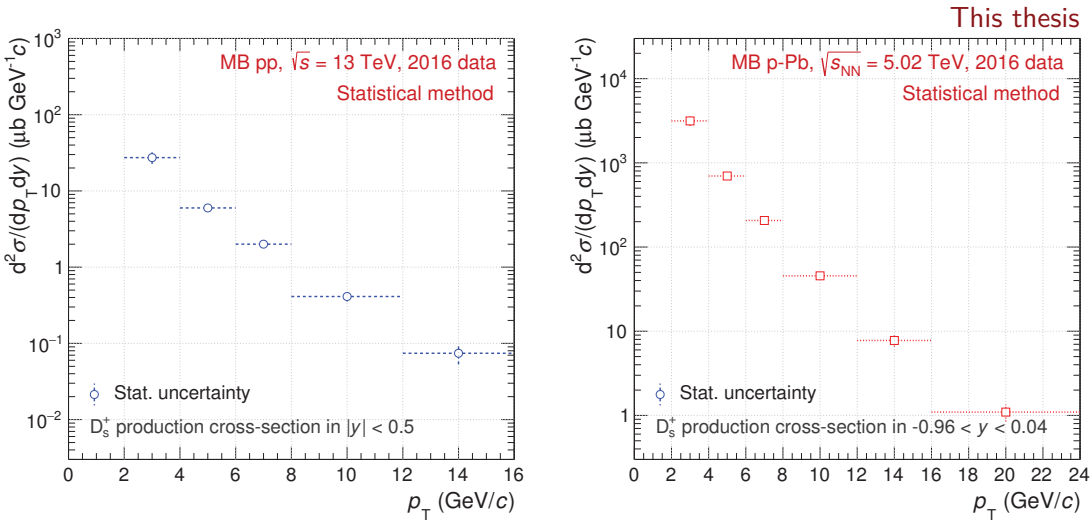

FIGURE IV.30 – Sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ prompts, issues de la méthode statistique à $N = 5\,000$ pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (gauche) et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV (droite).

Les sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, obtenues à partir de la méthode statistique aux 5 000 jeux de coupures, sont exposées figure IV.30. La stabilité de la procédure statistique, ainsi que les incertitudes systématiques adjointes, seront présentées au chapitre suivant (section V.C), en plus d'une comparaison des méthodes statistique et standard.

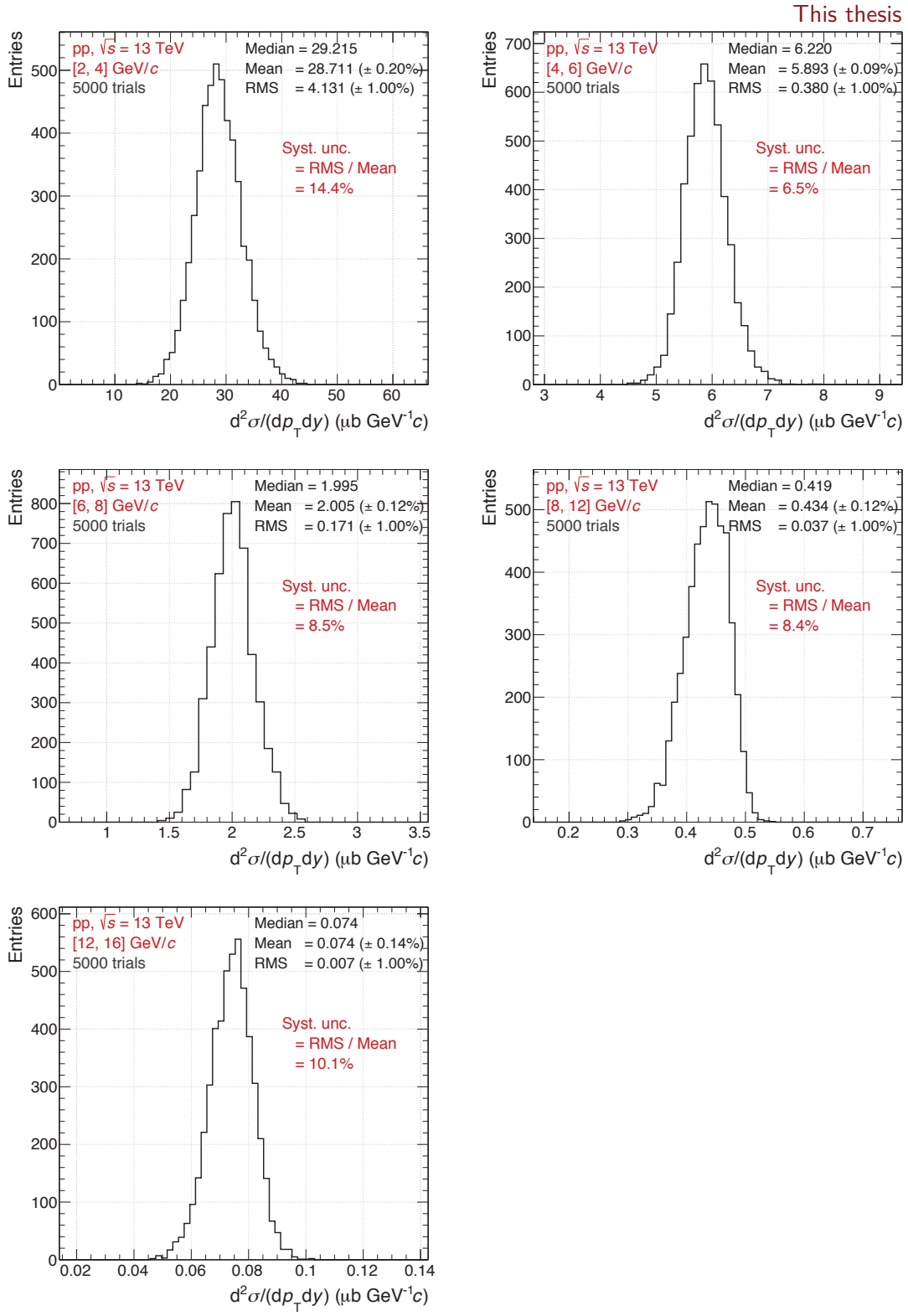

FIGURE IV.31 – Distribution de 5 000 sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+, différentielle en impulsion transverse, des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

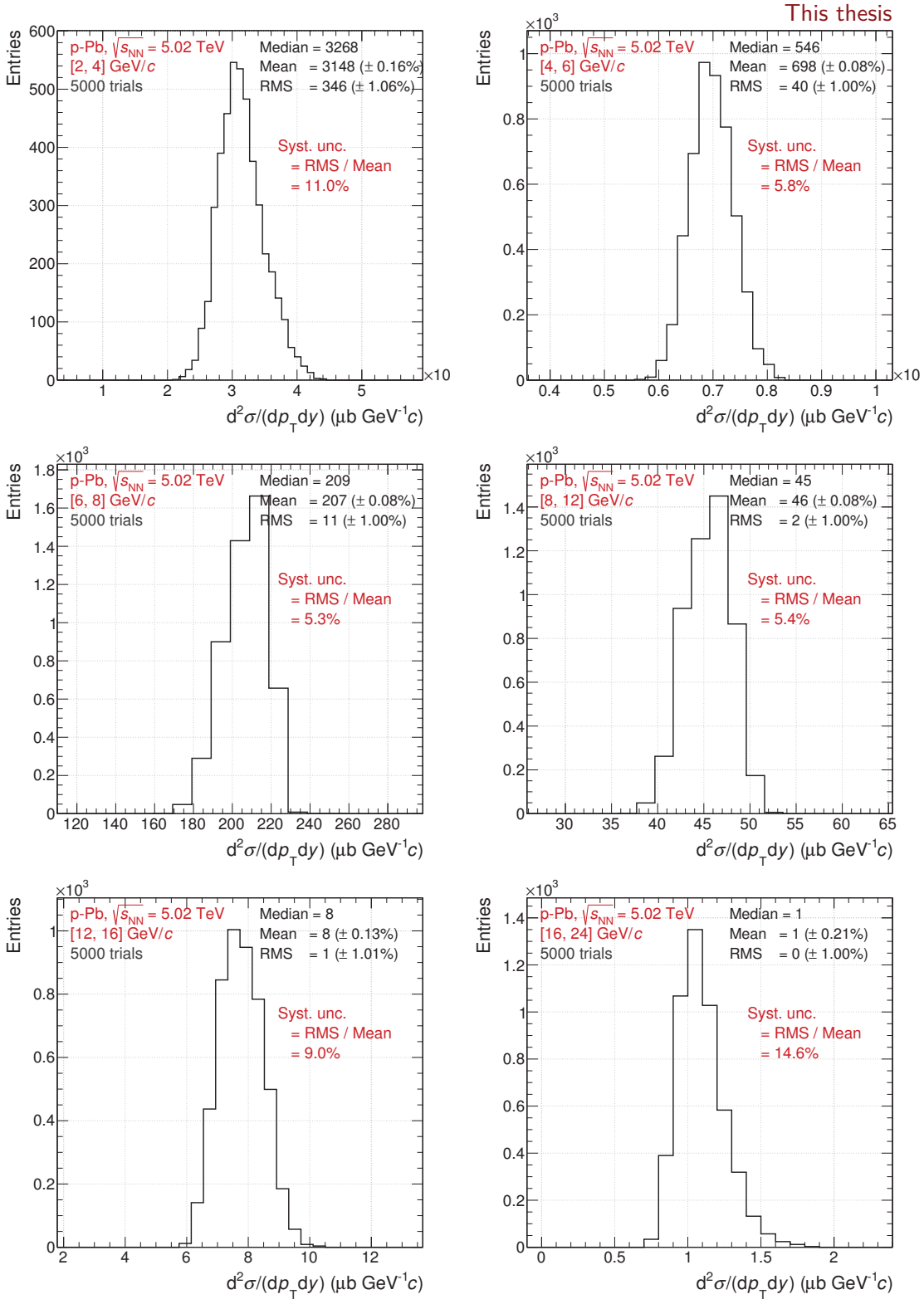

FIGURE IV.32 – Distribution de 5 000 sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+, différentielle en impulsion transverse, des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV.

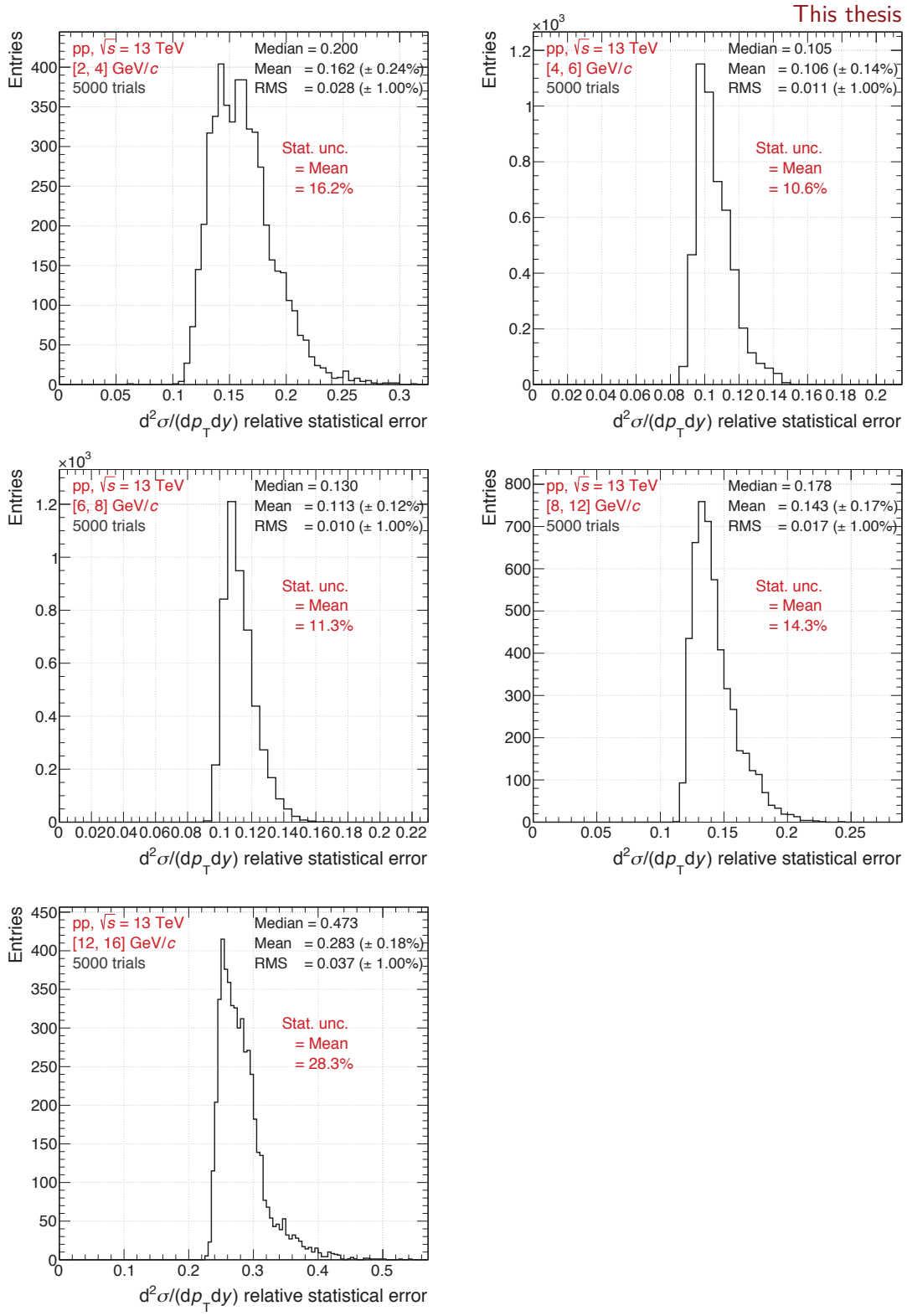

FIGURE IV.33 – Distribution des incertitudes statistiques relatives de 5 000 sections efficaces de production des mésons D_s^+, différentielle en impulsion transverse, des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

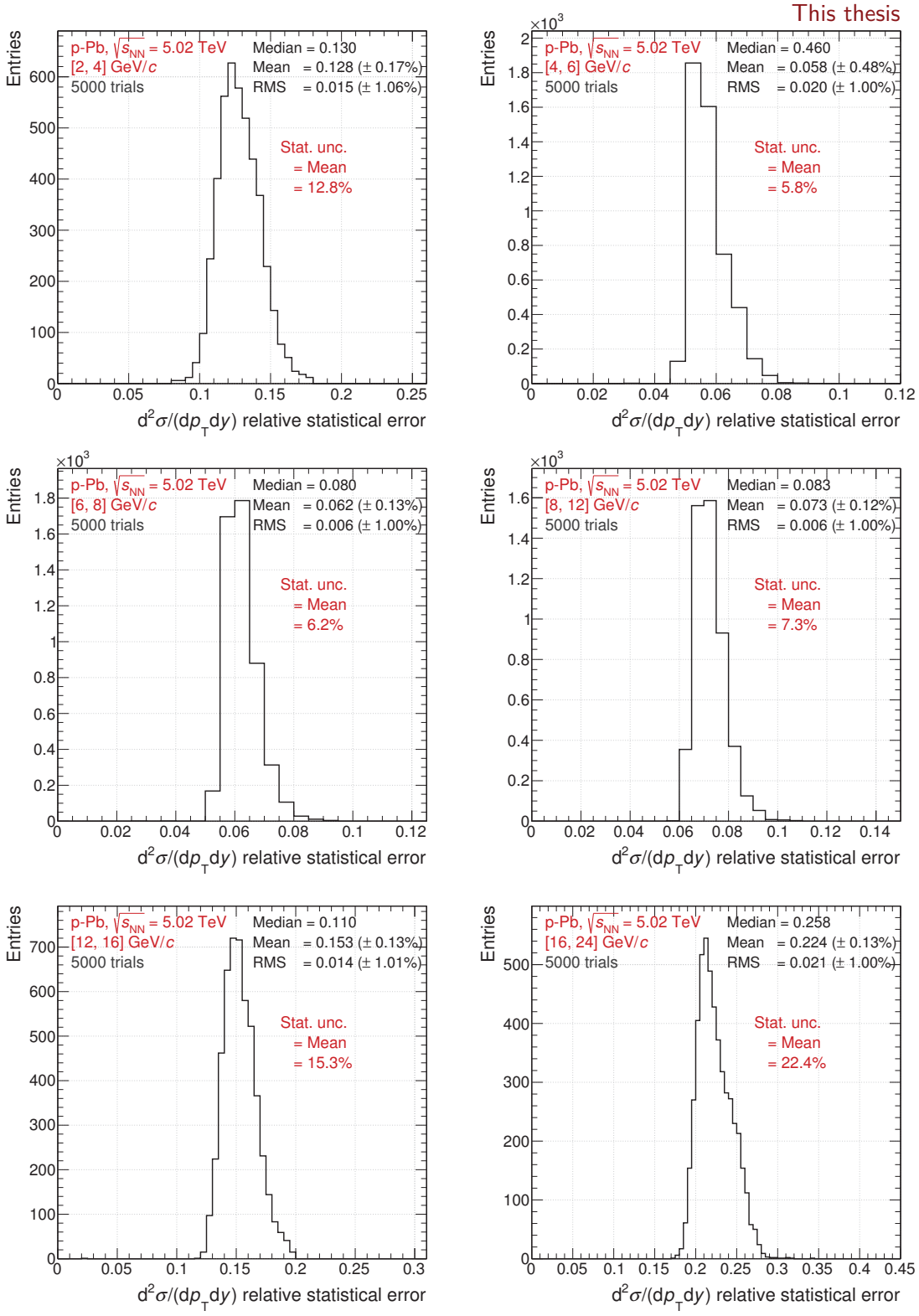

FIGURE IV.34 – Distribution des incertitudes statistiques relatives de 5 000 sections efficaces de production des mésons D_s^+, différentielle en impulsion transverse, des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV.

Chapitre V

Évaluation des incertitudes systématiques

V.A Efficacité des sélections topologiques . . . 146

V.B Extraction du signal . . . 151

V.C Méthode statistique . . . 154
- V.C-1 Incertitudes systématiques associées . . . 155
- V.C-2 Stabilité des résultats . . . 156
- V.C-3 Comparaison à la méthode standard . . . 160
- V.C-4 Synthèse de la méthode statistique . . . 162

V.D Efficacité de reconstruction des traces . . . 163
- V.D-1 Reconstruction dans la TPC . . . 163
- V.D-2 Mise en correspondance ITS–TPC . . . 164
- V.D-3 Impact sur la reconstruction des mésons D_s^+ . . . 165

V.E Identification de particules . . . 166
- V.E-1 Lots purs de pions et de kaons chargés . . . 167
- V.E-2 Efficacité des sélections en PID . . . 170

V.F Corrections des simulations Monte Carlo . . . 176
- V.F-1 Forme en p_T du spectre généré des mésons D . . . 176
  - V.F-1.i Dans les simulations complètes . . . 177
  - V.F-1.ii Dans les *toy* Monte Carlo . . . 178
- V.F-2 Multiplicité des événements (p–Pb) . . . 181

V.G Fraction prompte . . . 184
- V.G-1 Incertitude sur les prédictions FONLL . . . 184
- V.G-2 Incertitude sur le facteur $R_{\mathrm{pPb}}^{\text{feed-down}}$ . . . 186
- V.G-3 Recoupement par une méthode alternative . . . 187

V.H Récapitulatif des incertitudes systématiques . . . 189

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les méthodes d'évaluation de la section efficace de production des mésons D_s^+, ainsi que les incertitudes statistiques associées. Ces dernières traduisent la précision finie de nos mesures, du fait de la quantité restreinte de données (expérimentales et simulées) employée pour déterminer la loi statistique sous-jacente au processus physique étudié. Les incertitudes statistiques correspondent, ici, à un écart-type gaussien. La valeur vraie de la section efficace a donc $\sim 68\%$ de probabilité de se trouver dans l'intervalle des incertitudes statistiques.

Au-delà de l'abondance limitée des données, les méthodes d'analyse elles-mêmes peuvent également affecter les résultats. Il est du devoir de l'analyste de débusquer les possibles faiblesses de ses pratiques pouvant altérer ses mesures. Lorsque des biais sont clairement identifiés, ils doivent être corrigés ou contournés, par exemple en usant d'estimateurs non-sensibles à ces biais ; quand des biais sont suspectés mais que leur origine ne peut être identifiée, il convient d'évaluer leur impact sur les résultats finaux. La taille des effets systématiques non-corrigés se quantifie par les « incertitudes systématiques » [173]. Le chapitre actuel s'attache à la description et à l'appréciation des incertitudes systématiques présentes dans les analyses réalisées lors de cette thèse. Nous trouvons deux catégories d'incertitudes systématiques, que nous hiérarchisons ici par ordre d'importance :

Incertitudes d'origine expérimentale :

- efficacité des sélections topologiques, section V.A ;
- extraction du signal, section V.B ;
- méthode statistique, section V.C ;
- efficacité de reconstruction des traces, section V.D ;
- identification de particules, section V.E ;
- corrections des simulations, section V.F.

Incertitudes d'origine théorique :

- fraction prompte de mésons D_s^+, section V.G.

V.A Efficacité des sélections topologiques

Comme expliqué à la section IV.D, on remonte du nombre de mésons D_s^+ reconstruits, après sélections des traces et des candidats triplets, au nombre de D_s^+ produits par l'intermédiaire des termes d'efficacité. La qualité, la justesse, de ces termes dépendent directement de la précision des simulations Monte Carlo utilisées pour les évaluer. Des simulations reproduisant parfaitement la réalité des conditions de prises de données, tant au niveau du générateur d'événement qu'à celui du transport des particules produites dans le détecteur, permettrait d'évaluer avec exactitude les efficacités de nos analyses. Bien que les simulations tendent à reproduire fidèlement les données expérimentales, celles-ci sont perfectibles et les quantités inférées, telles les efficacités, peuvent potentiellement être biaisées. En

effet, les générateurs Monte Carlo ne garantissent pas une reproduction sans faille de la physique du LHC : en particulier les multiplicités de particules, espèce par espèce, de Pythia 6 enrichis en quarks lourds (utilisé dans nos simulations) ne sont pas représentatives de celles produites dans les collisions pp de biais minimum. De même, la réplique des détecteurs, de leurs conditions de fonctionnement, et la description des interactions particules–matière par le logiciel Geant 3 sont empreints d'approximations permettant, entre autres, de diminuer le temps de calcul. En définitive, quoique l'utilité des simulations soit indiscutable dans ce travail, elles introduisent également leur lot d'incertitudes et/ou de biais qu'il s'agit de déterminer.

Pour mettre en lumière d'éventuels effets systématiques liés à l'utilisation de sélections topologiques et cinématiques (sous-section IV.B-5), chacune des variables topologiques est étudiée indépendamment les unes des autres. Une à une, les coupures d'une variable topologique sont variées autour de sa valeur de référence, en laissant les autres variables fixées à leur valeur centrale (Tab. IV.2 et IV.3). Les variables topologiques sont donc balayées séparément. Pour toute nouvelle valeur de coupure testée, un signal brut est extrait puis corrigé, en correspondance par une efficacité réévaluée, pour calculer une nouvelle section efficace [1]. La dispersion des sections efficaces obtenues après variation de coupures, par rapport à la section efficace de référence, permettra d'identifier et d'évaluer les incertitudes systématiques liées à la description, précise mais incomplète, des variables topologiques par les simulations Monte Carlo.

Abordons dès à présent certaines limites de la méthode d'évaluation des systématiques sur les sélections topologiques.

Fluctuations statistiques. Comme décrit plus haut, pour chaque combinaison de coupures envisagée, un nouveau signal brut sera extrait par ajustement de la distribution en masse invariante correspondante. Toutefois la qualité de l'ajustement, en particulier sa vulnérabilité face aux fluctuations statistiques du signal, est directement reliée aux valeurs des coupures employées. Des coupures trop lâches ou trop serrées, favoriseront le bruit de fond pour l'un et atténueront exagérément le signal pour l'autre, et dégraderont de ce fait l'extraction du signal. Dès lors, des dissemblances entre la sections efficace de référence et celles issues des variations de coupures pourraient avoir pour origine une extraction du signal hasardeuse et non les simulations Monte Carlo. Pour limiter les effets de fluctuations statistiques, on ne retient des variations de coupures que les cas occasionnant une significance statistique supérieure à 3 et des χ^2 réduits inférieurs à 2,5.

Corrélations entre variables. Dans le but de repérer les effets systématiques liés à la description limitée d'une variable topologique donnée, chaque variable est balayée une à une. Bien que cette méthode soit convenable pour le but qu'elle s'est fixée, elle n'explore pas les effets de possibles corrélations entre variables. Effectivement, si deux variables peuvent être indépendam-

1. La fraction prompte f_{prompt} est également recalculée pour tout nouveau signal brut et nouvelle efficacité.

ment bien décrites par les simulations, leur combinaison particulière peut souffrir d'une description médiocre. Nous ne nous limitons d'ailleurs pas à deux variables topologiques mais nous travaillons avec huit variables potentiellement (anti-)corrélées. L'effet des corrélations entre variables sera pris en compte lorsque nous discuterons les incertitudes systématiques de la méthode statistique, section V.C.

Les résultats du balayage des variables topologiques, répercutés au niveau des termes Acc × Eff et des sections efficaces différentielles, fonction de l'impulsion transverse des mésons D_s^+ prompts, sont visibles figures V.1 et V.2 pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV respectivement. Jusqu'à six valeurs différentes de coupure peuvent être testées par variable topologique, trois plus lâches (dénommées *looser*) et trois plus resserrées (identifiées *tighter*), correspondant à 41 variations de coupures. L'efficacité de sélection des mésons D_s^+ prompts varie d'un facteur ΔAcc × Eff compris entre 3 et 55% suivant le pouvoir de sélection de la variable topologique ; typiquement un changement de la valeur de la distance transverse de vol normalisée, L_{xy}/σ_{xy}, aura un effet bien plus important sur la quantité de signal sélectionnée que la coupure sur la masse invariante K^+K^-. En particulier, ce fort pouvoir de sélection des mésons D_s^+ changera drastiquement l'amplitude et la forme des distributions et de signal et de bruit de fond combinatoire dans les histogrammes de masse invariante. Ainsi, les larges fluctuations observées sur les sections efficaces lors des variations des coupures (par exemple, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, dans l'intervalle 8–12 GeV/c pour $|M_{KK} - M_\phi|$, dans l'intervalle 12–16 GeV/c pour L_{xy}/σ_{xy}, ou dans l'intervalle 2–4 GeV/c pour $\cos\theta_{point}$) sont attribuables partiellement aux fluctuations statistiques du signal discutées au-dessus. On remarque que les plus grandes variations de la section efficace pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV proviennent des variations de L_{xy}/σ_{xy} et, dans une moindre mesure, de $\cos\theta_{point}$, qui sont par ailleurs les variables topologiques les plus utiles pour l'émergence du pic de signal dans les données. Pour ce qui est des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, les variations de $\cos\theta_{point}$ ont un effet négligeable sur la section efficace car cette variable n'est utilisée que très modérément ($\cos\theta_{point} = 0{,}92$ par défaut).

Pour évaluer, par intervalle de p_T, l'incertitude systématique liée à la description des simulations pour ce choix particulier de sélections topologiques, on quantifie la dispersion des sections efficaces lors de la procédure de variations des coupures. Pour ce faire, on détermine l'écart-type des distributions, approximativement gaussiennes, des variations de coupures de chaque variable topologique. Ce dernier varie entre 7 et 11% pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et entre 3 et 7% pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. Dans notre cas, l'écart-type aura l'avantage de limiter l'impact des variations extrémales fruits de la difficulté d'extraire un signal brut robuste (*id est* de faire converger les ajustements de fonctions dans les histogrammes de masse invariante) dans un environnement aux fortes fluctuations statistiques et/ou faible pic de signal. Les diverses sections efficaces obtenues par variations de coupures, ainsi que leur RMS, sont superposées figure V.3 pour les collisions pp et p–Pb.

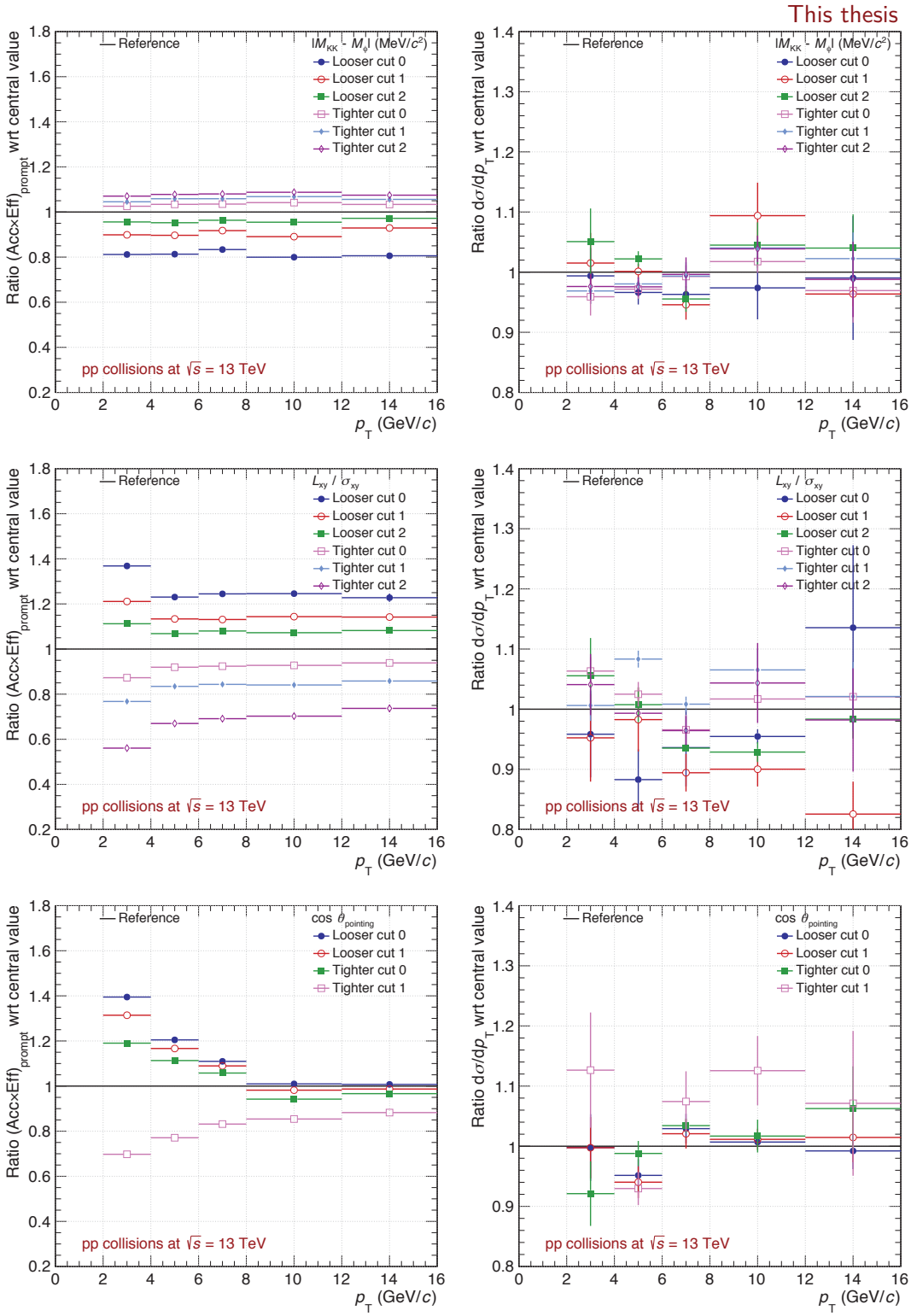

FIGURE V.1 – Exemple de variations des termes Acc × Eff (gauche) et de la section efficace (droite) des mésons D_s^+ prompts dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, pour les variables $|M_{KK} - M_\phi|$, L_{xy}/σ_{xy} et $\cos\theta_{point}$. Les barres verticales représentent les incertitudes statistiques.

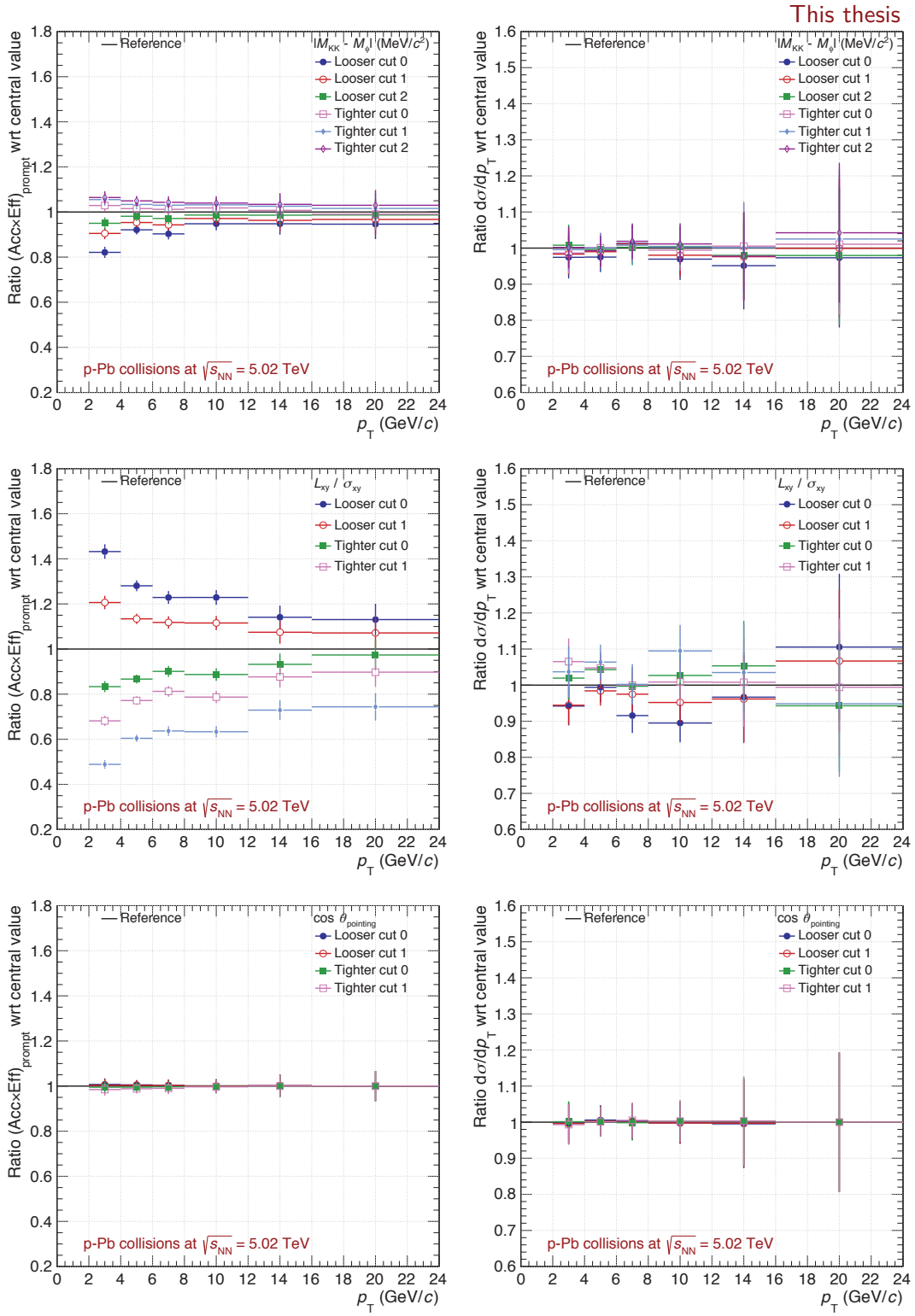

FIGURE V.2 – Exemple de variations des termes Acc × Eff (gauche) et de la section efficace (droite) des mésons D_s^+ prompts dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, pour les variables $|M_{KK} - M_\phi|$, L_{xy}/σ_{xy} et $\cos\theta_{point}$. Les barres verticales représentent les incertitudes statistiques.

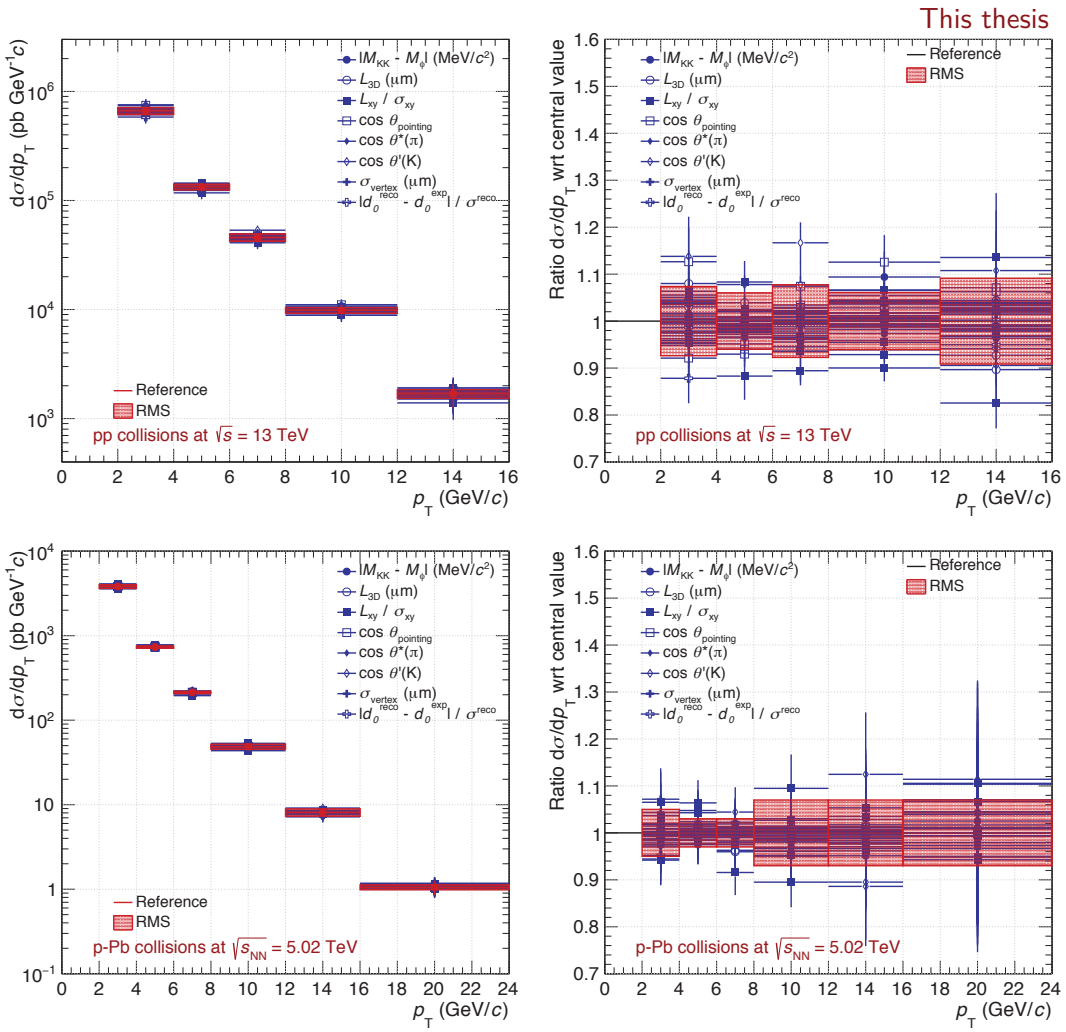

FIGURE V.3 – Dispersion de la section efficace des mésons D_s^+ prompts après variations des coupures, avec écart-type superposé, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (haut) et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV (bas).

V.B Extraction du signal

Une source importante d'incertitudes systématiques est celle sur l'extraction du signal (IV.C). En effet une maladresse dans l'estimation du signal brut, $N^{D+\bar{D},brut}$ dans l'équation IV.1, aura une incidence directement proportionnelle sur la mesure de la section efficace. On cherche donc ici à jauger la fiabilité de la méthode d'évaluation du signal brut, où deux catégories se dégagent :

***(i)* L'ajustement des spectres de masses invariantes.**
Les fonctions d'ajustement utilisées sont-elles les plus légitimes ? Les paramètres des ajustements sont-ils justifiés ?

***(ii)* La méthode d'extraction du signal.**
La méthode d'intégration est-elle plus robuste que celle de comptage (IV.C-2) ? Donnent-elles des résultats similaires ?

Ainsi pour chaque histogramme de masse invariante, l'ajustement est répété en faisant varier les hypothèses faites sur :

- La fonction de bruit de fond. Deux possibilités sont envisagées pour la modélisation du bruit de fond combinatoire, une exponentielle décroissante et un polynôme d'ordre 2 ;
- La plage d'ajustement. Les bornes minimales et maximales allouées pour l'ajustement sont variées de 1,69 à 1,81 GeV/c^2 et de 2,09 à 2,21 GeV/c^2. Par défaut, l'ajustement est réalisé entre 1,75 et 2,15 GeV/c^2. L'amplitude des variations des bornes, à gauche et à droite, correspond donc à une dizaine d'écarts-types du pic de la gaussienne de signal ;
- La taille des classes (*bins*) de l'histogramme de masse invariante. Le choix usuel de largeur de classes (*binning*) de 8 MeV/c^2 est comparé à ceux de 6 et 10 MeV/c^2 ;
- Les paramètres d'ajustement. La valeur moyenne et la largeur de la fonction gaussienne de signal sont tantôt contraintes aux valeurs extraites des simulations, tantôt laissées libres.

Afin de tenir compte de l'impact des corrélations entre les hypothèses susmentionnées sur l'ajustement, celles-ci sont évaluées simultanément pour explorer les 300 configurations possibles. Seuls les ajustements offrant une significance statistique supérieure à 3 et un χ^2 par degré de liberté, χ^2/ndf, compris entre 0,6 et 2,5 sont considérés pour l'extraction du signal. En dernier ressort, le signal brut est extrait par la méthode traditionnelle d'intégration et comparé au signal brut estimé par la méthode de comptage [2] (IV.C-2), réalisée dans un intervalle de ± 3 et $\pm 5\sigma$ autour de la valeur moyenne du pic de signal. Cette procédure aux ajustements et extractions de signal multiples est communément appelée, dans le groupe de travail, *multi-trial*.

La figure V.4 expose les différentes distributions obtenues à l'issue des variations des hypothèses d'ajustement de la distribution en masse invariante des candidats $\mathrm{D_s^+}$ d'impulsions transverses comprises entre 4 et 6 GeV/c (6 et 8 GeV/c), dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV (pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV). On y observe l'évolution de la valeur moyenne et de la largeur du pic de signal, du χ^2 réduit et du signal brut en fonction de la combinaison des paramètres d'ajustement. Effectivement, à chaque combinaison est attaché un identifiant (*trial*). Les couleurs bleu et rouge représentent les ajustements réalisés avec, pour fonction de bruit de fond, une exponentielle et un polynôme d'ordre 2 respectivement. Les distributions du signal brut estimé par intégration (noir) et par comptage ($\pm 3\sigma$ en vert, $\pm 5\sigma$ en cyan), toute combinaison confondue, est visible dans le cinquième cadre. Certaines caractéristiques de ces trois distributions sont également reportées.

Les distributions du signal brut « intégré » et « compté » s'apparentent à des

2. On rappelle que $(S+B)$ est évalué par comptage du nombre de candidats $\mathrm{D_s^+}$ dont la masse invariante reconstruite se situe dans la région attendue du pic de signal ($\pm 3\sigma$ ou $\pm 5\sigma$ autour de la valeur moyenne du pic) ; B est estimé par intégration de la fonction de bruit de fond dans la même fenêtre de masse invariante.

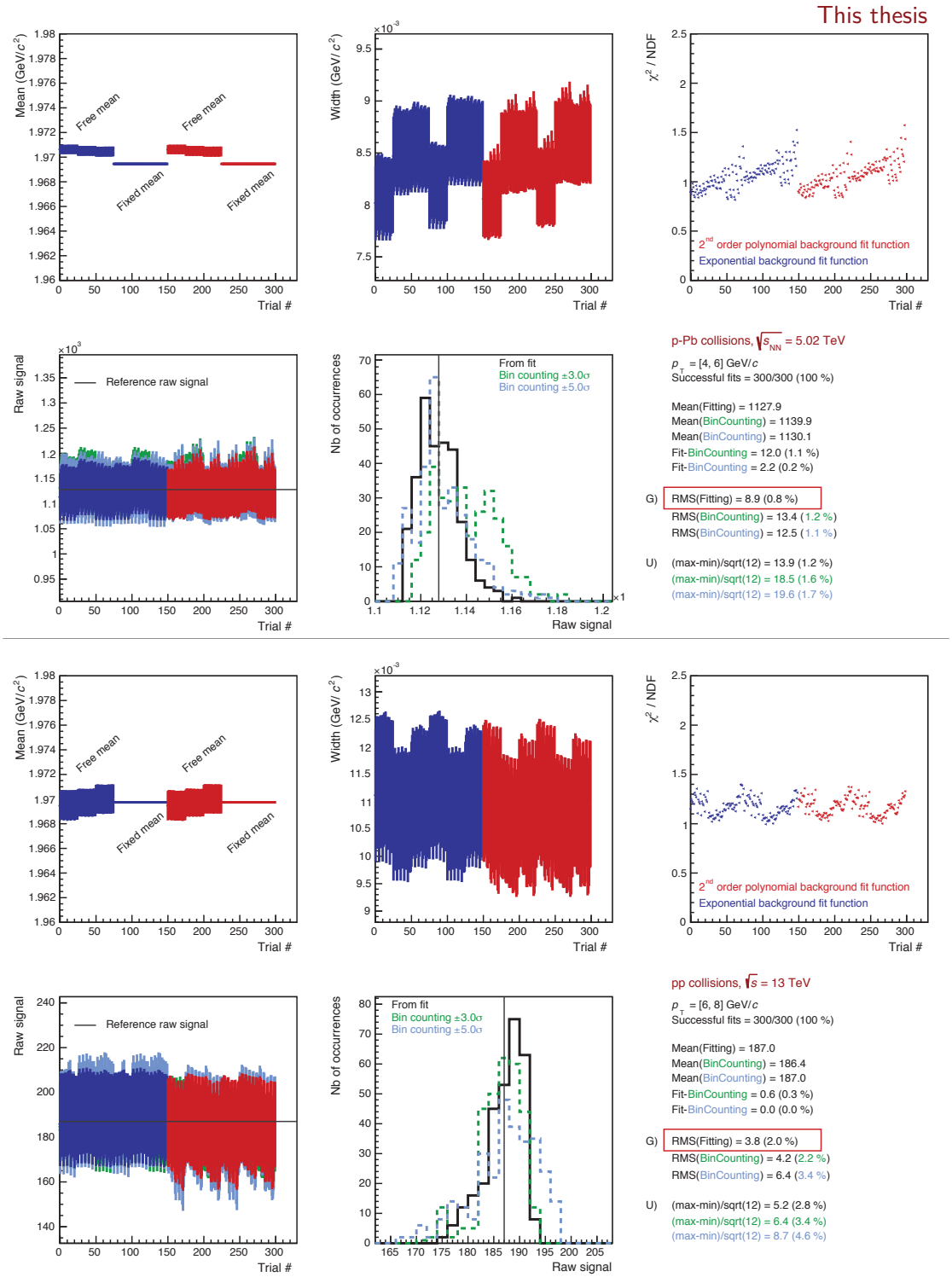

FIGURE V.4 – Procédure de *multi-trial* pour les candidats D_s^+ d'impulsions transverses comprises entre 4 et 6 GeV/c dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV (haut), et comprises entre 6 et 8 GeV/c dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (bas).

gaussiennes centrées autour de valeurs moyennes compatibles, proches[3]. L'écart entre les valeurs moyennes est typiquement inférieur ou égal à quelques pourcents. L'étalement du signal brut *compté* dans $\pm 3\sigma$ est plus important qu'avec les autres méthodes et s'éloigne parfois d'une forme gaussienne, bien que sa valeur moyenne s'aligne sur celle des autres distributions. Lorsqu'elle est effectuée dans une région restreinte, la méthode de comptage devient sensible aux fluctuations statistiques bin à bin pouvant entraîner de larges fluctuations dans les valeurs du signal brut. Tel qu'on peut le remarquer sur la figure V.4, ici dans les cas des collisions p–Pb, le signal brut *compté* dans $\pm 3\sigma$ fluctue plus fortement que le signal brut compté dans $\pm 5\sigma$ ou intégré (distribution de la méthode à 3σ plus étalée). La méthode de comptage à 5σ, échantillonnant le signal et le bruit de fond sur une plus large plage, permet souvent d'absorber les fluctuations statistiques dont pourrait souffrir le comptage à 3σ. Les méthodes de comptage à 3σ et 5σ permettent finalement de valider la méthode d'intégration et de recouper les incertitudes systématiques associé à l'extraction du signal.

L'incertitude systématique associée à l'extraction du signal est assimilée *(i)* à l'écart-type de la distribution du signal brut, *(ii)* évalué par intégration. Pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, ces incertitudes s'échelonnent de 2 à 9% en fonction de l'impulsion transverse ; pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, elles s'organisent de 1 à 4%. Quoique la procédure de *multi-trial* offre la possibilité de tester de manière quasi-exhaustive l'extraction du signal, en tenant compte des corrélations entre les paramètres d'ajustement, elle ne permet pas de démêler les effets systématiques et statistiques. Quand bien même la méthode d'extraction du signal serait parfaite (*id est* sans incertitudes systématiques), la distribution du signal brut retournée par le *multi-trial* serait, du fait des fluctuations statistiques, de largeur non nulle. Amalgamer cette largeur à une incertitude sur le procès d'extraction du signal sur-évaluerait inutilement nos incertitudes totales. En recourant à la procédure de *multi-trial*, on suppose (on espère...) que l'effet des fluctuations statistiques est faible au regard des incertitudes systématiques sur l'extraction du signal (ceci est généralement le cas quand *(i)* la significance statistique du signal est forte et/ou *(ii)* le rapport signal à bruit est fort).

V.C Méthode statistique

Comme introduit sous-section IV.B-5.ii, une méthode alternative, statistique, de détermination de la section efficace de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ a été mise en place au cours de ce travail de thèse. En particulier, nous avions vu que la section efficace finale et ses incertitudes statistiques étaient déterminées depuis la distribution d'un nombre $N \gg 1$ de sections efficaces. Après en avoir présenté une partie des bénéfices il s'agit d'évaluer les possibles biais systématiques de cette procédure novatrice. La distribution des N sections efficaces possède une largeur : que représente-t-elle ? Nous aborderons cet aspect dans la section V.C-1.

3. Notons que les valeurs $(\max - \min)/\sqrt{12}$ correspondent aux écarts-types de distributions uniformes, qui ne se justifient pas le cas présent.

Il faudra également investiguer la stabilité de la méthode : comment varient la section efficace et ses incertitudes avec N ? Y a-t-il convergence des résultats ? C'est ce que nous discuterons dans la deuxième partie, section V.C-2. En fin de compte, il s'agira de comparer les résultats obtenus par la méthode statistique et ceux issus de la méthode standard (section V.C-3).

Dans les sous-sections qui suivent, les figures et les valeurs numériques seront présentées pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, à moins d'indication contraire. Les discussions et les conclusions développées resteront toutefois vrais pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV.

V.C-1 Incertitudes systématiques associées

Les distributions des N sections efficaces, par intervalle d'impulsion transverse, ont été présentées section IV.F-2 (figures IV.29, IV.31 et IV.32). Ces distributions, de formes globalement gaussiennes, possèdent une valeur moyenne et une largeur. La première quantité est confondue à la valeur centrale de la section efficace de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$, la seconde va être discutée ici.

On se souvient que les N sections efficaces correspondent chacune à un jeu différent de coupures de sélections topologiques, duquel on a extrait un signal brut, des termes de corrections d'efficacité, une fraction prompte, puis une section efficace. Ainsi, l'étendue des distributions des sections efficaces correspond à la plage d'excursion autorisée des sections efficaces au vue de la précision des simulations Monte Carlo complètes. En effet, si ces dernières reproduisaient parfaitement les conditions de prises de données, et en supposant nos méthodes d'analyses non-biaisées, les distributions des sections efficaces seraient exemptes de largeur ; les distributions pointeraient exactement une seule valeur : la section efficace vraie. En conséquence, la dispersion des sections efficaces résulte *en partie* des imperfections des simulations dans la description des variables topologiques. Nous disposons donc d'un estimateur alternatif pour déterminer les incertitudes systématiques découlant de la description des sélections topologiques par les simulations, déjà étudiée section V.A. De plus, en explorant aléatoirement et concomitamment l'espace des phases des huit variables topologiques, les effets de corrélations entre variables sont embrassés par la méthode statistique.

Le niveau de détails des simulations n'explique cependant qu'une partie de la largeur des distributions des sections efficaces. Quand bien même les simulations décriraient parfaitement les variables topologiques, les sections efficaces seraient encore dispersées. Effectivement, l'extraction du signal brut est sensible aux attributs de la distribution de masse invariante, telles la forme, la significance statistique ou le rapport signal à bruit. De cette façon, en changeant les jeux de coupures, on met dans le même temps au défi la robustesse de la procédure d'extraction du signal brut face au changement des distributions de masse invariante. La largeur des distributions des N sections efficaces englobe donc, du moins en partie, les incertitudes systématiques sur l'extraction du signal, dont nous avons parlé section V.B.

En définitive, la dispersion des N sections efficaces, rapproché d'un écart-type

gaussien, est essentiellement reliée aux incertitudes systématiques sur la description des variables topologiques par les simulations, σ_{topo}, et sur l'extraction du signal brut, σ_{signal} :

$$\text{Largeur} \;=\; \sqrt{\sigma^2_{\text{topo}} \;+\; \sigma^2_{\text{signal}} \;+\; 2 \cdot \rho \cdot \sigma_{\text{topo}} \cdot \sigma_{\text{signal}}} \tag{V.1}$$

où ρ représente le facteur de corrélation entre les deux sources d'incertitudes. Bien qu'elles soient généralement évaluées séparément, ces deux incertitudes sont en réalité partiellement dépendantes l'une de l'autre. Les biais sur l'extraction du signal brut, encodés dans σ_{signal}, se répercutent plus ou moins fortement sur les sections efficaces calculées par changement de valeurs des coupures topologiques, pour évaluer σ_{topo}. Il est, de manière générale, difficile de connaître ce degré de corrélation et les sources d'incertitudes sont alors considérées comme indépendantes.

Pour illustrer nos propos, le tableau compare les écarts-types des distributions des $N = 50\,000$ sections efficaces aux incertitudes systématiques σ_{topo} et σ_{signal} sommées quadratiquement, tous deux déterminées par les méthodes standards (sections V.A et V.B), pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Les incertitudes systématiques obtenues par les méthodes statistique et standard sont relativement similaires, quoique l'on note une incertitude plus élevée pour le premier intervalle en p_{T} en utilisant la méthode statistique (14% contre 11%). Dans l'ensemble, l'accord entre ces deux procédés d'estimation des incertitudes systématiques est un élément de plus pour la validation de la robustesse de la méthode statistique.

p_{T} (GeV/c)	Écart-type méthode statistique (%)	$\sigma_{\text{topo}} \oplus \sigma_{\text{signal}}$ (%)
2–4	14	11
4–6	6	7
6–8	7	9
8–12	8	7
12–16	10	10

Table V.1 – Incertitudes systématiques associées à l'efficacité des variables topologiques et à l'extraction du signal : comparaison des méthodes statistique ($N = 50\,000$) et standard, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

V.C-2 Stabilité des résultats

Il s'agit de s'assurer de la stabilité de la méthode statistique, comprenons valeurs centrales de la section efficace finale et incertitudes statistiques et systématiques. Les N jeux de coupures sont choisis aléatoirement dans un espace des phases à huit dimensions (une dimension par variable topologique), dont les bornes sont préétablies autour de régions où le signal de mésons D_s^+ est convenablement préservé (Tab. V.2). À chaque exécution du code d'analyse de la méthode statistique, la graine du générateur de nombres aléatoires est transformée et de nouveaux jeux de coupures sont sélectionnés. De la sorte, une région différente

de l'espace des variables est possiblement examinée lors de la mise en œuvre du programme de la méthode statistique. Quelles sont alors les répercussions sur la section efficace de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$? De manière similaire, en modifiant le nombre N de tirages aléatoires, la portion de l'espace à huit dimensions sondée est remaniée : doit-on alors s'attendre à un biais systématique de la section efficace statistique ? A-t-on des résultats suffisamment stables après $N = 5\,000$, 10 000 ou 50 000, tirages aléatoires ? En résumé, on souhaite étudier les effets de l'exploration de l'espace des phases, à travers l'examen des deux phénomènes mentionnés ci-dessus :

(i) multiples exécutions du code d'analyse ;

(ii) variation du nombre de tirages aléatoires.

Dans la suite, nous appellerons « production » une exécution du code d'analyse statistique à N tirages aléatoires.

Avec nos objectifs en mémoire, une production de référence à 50 000 tirages aléatoires par intervalle de p_T a été créée. Ce grand nombre de jeux de coupures permet une vaste exploration de l'espace des phases des variables topologiques, ainsi que d'avoir une précision élevée sur les incertitudes statistiques et systématiques associées, en contrepartie d'un long temps de calcul [4]. À côté de cela, une dizaine de productions à 500 et 5 000 tirages aléatoires ont été générées.

	Bornes des valeurs autorisées	
Variable topologique	Minimum	Maximum
$\cos\theta^*(\pi)$	0,75	1
$\lvert\cos^3\theta'(\mathrm{K})\rvert$	0	0.2
$\lvert M_\mathrm{KK} - M_\phi\rvert$ (MeV/c^2)	3	15
σ_vertex (μm)	25	70
L_{xy} (μm)	250	450
L_{xy}/σ_{xy}	2	7
$\cos\theta_\mathrm{point}$	90	99
$(d_{0,xy}^\mathrm{reco} - d_{0,xy}^\mathrm{exp}) \,/\, \sigma_\Delta$	2	6

Table V.2 – Bornes des plages de valeurs autorisées lors des tirages aléatoires de la méthode statistique, pour chacune des variables topologiques, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 5{,}02$ TeV.

Les deux graphiques supérieurs de la figure V.5 représentent les incertitudes statistiques relatives des productions à 500 (gauche) et 5 000 (droite) tirages aléatoires par intervalle de p_T, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Celles-ci sont comparées à la production de référence à $N = 50\,000$ tirages aléatoires. On rappelle que les incertitudes statistiques, extraites par intervalle de p_T, sont définies

4. Sur une machine dont le processeur possède 12 cœurs, il faut compter 48 heures de temps de calcul pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (5 intervalles d'impulsion transverse), et de 1,5 à 2 semaines pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 5{,}02$ TeV (6 intervalles de p_T) à la multiplicité de traces chargées bien plus élevée.

comme les valeurs moyennes des distributions des N incertitudes statistiques relatives (sous-section IV.F-2). Les incertitudes sur les valeurs affichées sont négligeables pour tous les intervalles de p_{T} et toutes les productions. Au premier ordre, on observe que toutes les productions, quel que soit le nombre de tirages aléatoires, amènent des incertitudes statistiques comparables entre elles. Cependant en-dessous de 6 GeV/c, on constate toutefois une légère dispersion de ces valeurs d'incertitudes, dont l'amplitude ne semble pas dépendre de N. Pour les impulsions supérieures à 6 GeV/c, la dispersion des incertitudes statistiques est minime. La stabilité de ces incertitudes paraît dépendre donc du rapport signal à bruit, plus faible pour les deux premiers intervalles en p_{T}. La production de référence donne des incertitudes statistiques compatibles avec celles des productions aux plus faibles nombres de tirages aléatoires. Entre 2 et 4 GeV/c, l'incertitude statistique de référence s'avère au centre de la distribution des incertitudes des productions de test ; pour le deuxième intervalle d'impulsion transverse, la production de référence se situe sur la limite inférieure de la distribution des incertitudes statistiques.

Une étude similaire est réalisée pour les incertitudes systématiques, comme on peut le voir avec les deux graphiques inférieurs de la figure V.5. On y observe les distributions des incertitudes systématiques relatives des productions à $N = 500$ (gauche) et $N = 5\,000$ (droite), pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, comparées à la production de référence à 50 000 tirages aléatoires. Ici, le nombre de tirages aléatoires semble influer sur la dispersion des incertitudes systématiques, c'est-à-dire sur l'écart-type des distributions des sections efficaces. La dispersion des incertitudes systématiques des productions à $N = 500$ est effectivement plus marquée que celle des productions à $N = 5\,000$. On peut remarquer des valeurs parfois éloignées du « gros » de la distribution (telles la production 3 à $N = 5\,000$, dans l'intervalle de 2–4 GeV/c), assimilable à des effets de « fluctuations statistiques » : par hasard, les jeux de coupures testés conduisent à des distributions de sections efficaces anormalement étroites. Par conséquent, il apparaît important de posséder une quantité de tirages aléatoires suffisamment grande pour obtenir des résultats stables [5]. La production de référence pourvoit, dans l'ensemble, des incertitudes systématiques situées dans la partie basse des distributions des incertitudes des productions à $N = 500$ et 5 000. Les incertitudes systématiques de référence restent cependant comparables aux valeurs récurrentes des distributions aux petits nombres de tirages aléatoires.

Globalement confiant dans l'évaluation des incertitudes statistiques et systématiques, nous pouvons considérer la distribution des sections efficaces elles-mêmes, en vue de déterminer la valeur *centrale* de la section efficace à citer par intervalle d'impulsion transverse. Les dispersions des sections efficaces des productions de 500 et 5 000 tirages aléatoires, par intervalle de p_{T}, sont comparées, figure V.6 pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, à la section efficace de la production de référence à $N = 50\,000$. Toutes les sections efficaces, quelle que soit la quantité N de jeux de coupures, se distribuent autour de la valeur moyenne de la section efficace de référence. Cette dernière englobe d'ailleurs largement les sections efficaces des

5. Alternativement, les résultats finaux (sections efficaces et incertitudes) pourraient être le fruit des moyennes des distributions de M productions à N tirages aléatoires.

production à 500 et 5 000 tirages aléatoires dans ses incertitudes statistiques. Il est néanmoins à noter que, pour l'intervalle de 8 à 12 GeV/c, les sections efficaces des productions à $N = 5\ 000$ sont systématiquement supérieures de à 4–6%, quoique compatibles avec les barres d'incertitudes. Comme pour les distributions des incertitudes systématiques relatives, la dispersion des valeurs moyennes des sections efficaces est moins prononcée pour la production à $N = 5\ 000$ que pour celle à 500 tirages aléatoires.

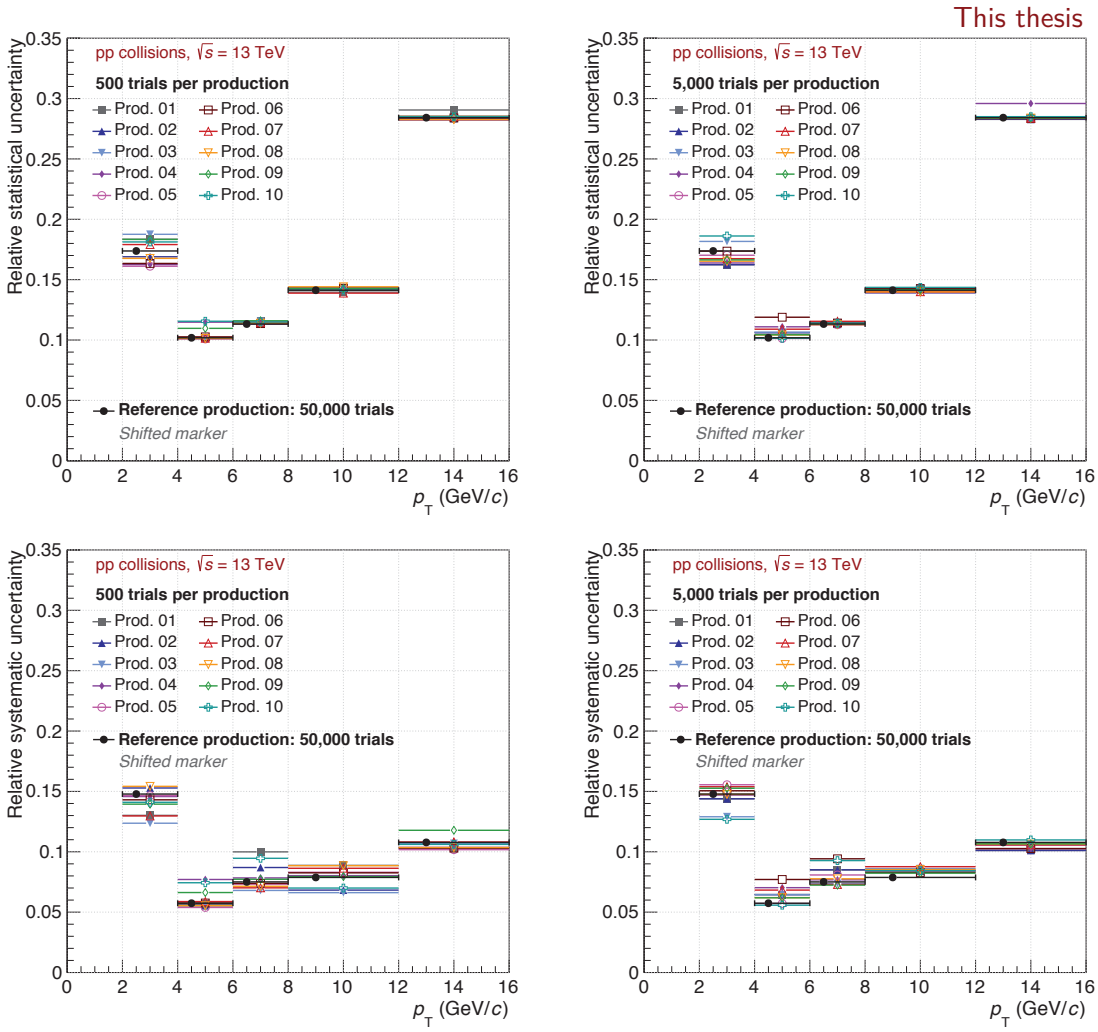

FIGURE V.5 – Incertitudes statistiques (haut) et systématiques (bas) relatives pour 10 productions à 500 (gauche) et 5 000 (droite) tirages aléatoires pour chaque intervalle de p_{T}, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Les résultats de la production de référence à $N = 50\ 000$ tirages aléatoires est affichée pour comparaison.

Pour conclure, au vu des distributions des sections efficaces et de leurs incertitudes statistiques et systématiques, nous pouvons être optimistes vis-à-vis de cette méthode statistique. En effet, la taille et la région de l'espace des phases des variables topologiques exploré (liées au nombre N de jeux de coupures) ne semblent pas influer significativement la section efficace finale. Des fluctuations des valeurs

moyennes de la section efficace sont bien observées mais celles-ci restent toujours compatibles entre elles, au regard des incertitudes statistiques actuelles. De même, les incertitudes systématiques et, dans une moindre mesure, statistiques fluctuent mais demeurent concentrées autour de valeurs communes. Nous ne pouvons dégager de règles précises pour déterminer le nombre de tirages aléatoires minimal nécessaire à l'utilisation de la méthode statistique, si ce n'est que :

- Plus le nombre N est grand, plus les résultats seront robustes aux fluctuations statistiques. Seulement, le temps de calcul, augmentant linéairement avec N, sera la principale limitation.
- Il est important de vérifier les résultats en balayant possiblement plusieurs régions de l'espace des phases des variables topologiques.

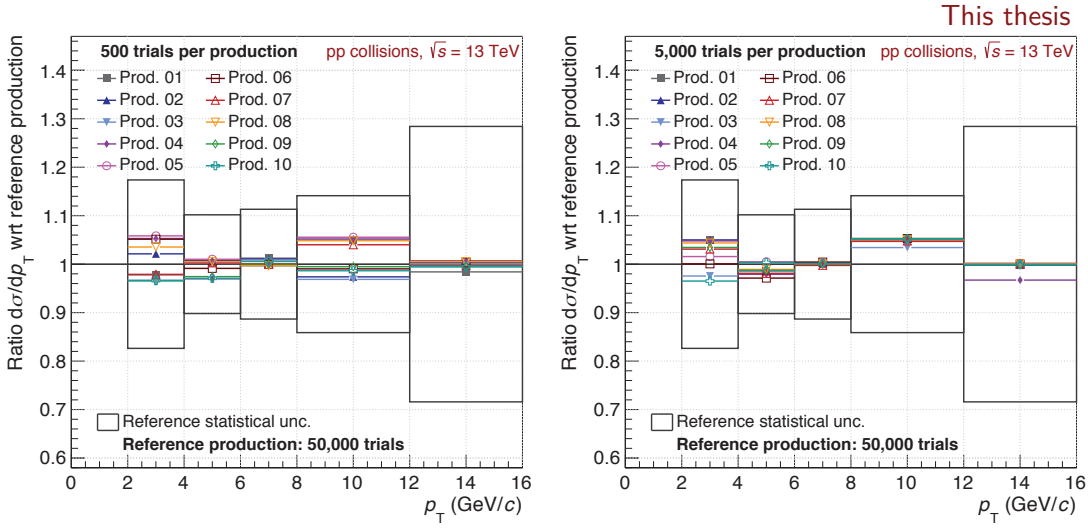

FIGURE V.6 – Rapports des sections efficaces des productions à $N = 500$ (gauche) et $N = 5\,000$ (droite) à la section efficace de référence à $N = 50\,000$ tirages aléatoires, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Seules les valeurs centrales des rapport sont affichées. Les boîtes représentent les incertitudes statistiques relatives de la production de référence.

V.C-3 Comparaison à la méthode standard

Mettons la section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ prompts, obtenue à partir de la méthode statistique, en regard de celle issue de la méthode standard (sous-section IV.F-1). Si la méthode statistique fournit des résultats stables — invariants avec le nombre N de tirages aléatoires et entre les différentes productions générées — encore faut-il que ces derniers soient analogues à ceux de la méthode standard, plus longuement éprouvée. Toutes les productions de la méthode statistique donnent des résultats similaires, mais nous choisissons la production à 50 000 jeux de coupures, a priori moins sujette aux fluctuations statistiques, et la considérons comme représentative de la méthode statistique.

La méthode statistique et la méthode standard produisent des sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ compatibles entre elles, comme l'expose la figure V.7 pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. Les deux méthodes d'évaluation des sections efficaces donnent des résultats statistiquement compatibles. On note que les sections efficaces évaluées par la méthode statistique sont généralement plus faibles que celles de la méthode standard, notamment dans le cas des collisions p–Pb. Ces déviations restent toutefois plus petites que les incertitudes statistiques de mesures.

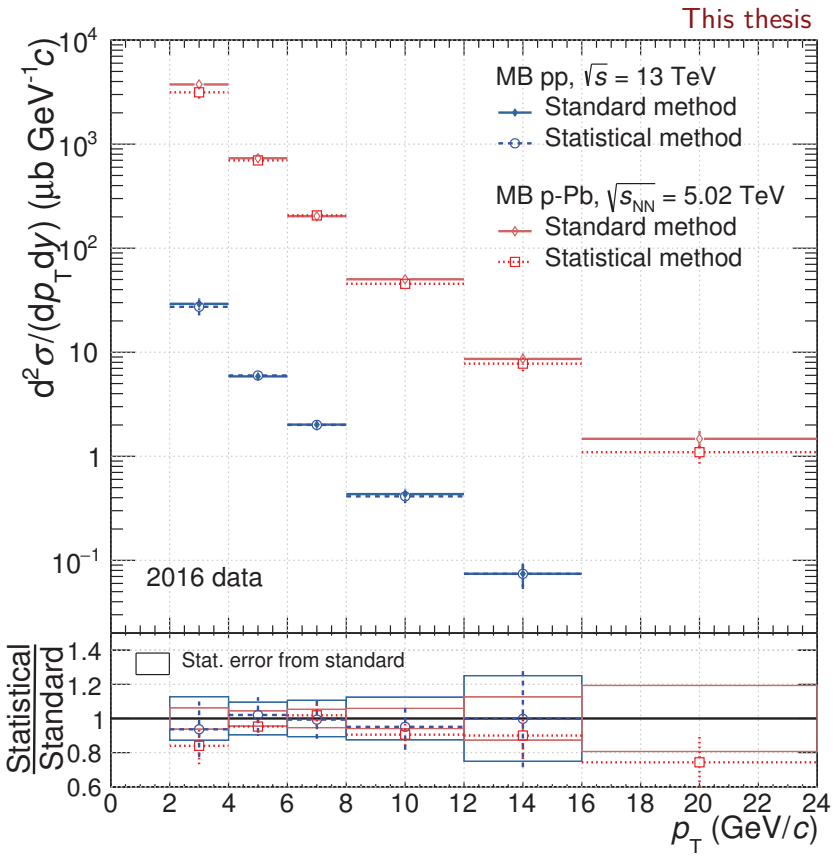

FIGURE V.7 – Sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ prompts, issues de la méthode statistique à $N = 5\,000$ (traits discontinus) et de la méthode standard (traits pleins), pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (rouge) et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV (bleu).

Par ailleurs, les incertitudes statistiques relatives des deux méthodes sont du même ordre, quoique celles de la méthode standard soient plus petites. Ce résultat est compréhensible car les incertitudes statistiques relatives de la méthode standard font parti des paramètres à optimiser, tandis que celles de la méthode statistique représentent une moyenne des incertitudes statistiques.

V.C-4 Synthèse de la méthode statistique

La caractérisation de la méthode statistique a permis de mettre au jour la robustesse de la procédure développée pour ce travail de thèse. Les résultats obtenus sont stables, cohérents entre eux et compatibles avec ceux de la méthode standard. De cette manière, nous avons validé la capacité à déterminer la section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ prompts, et de l'approche statistique, et de la méthode standard [6]. En outre, l'équivalence *(i)* des incertitudes systématiques de la méthode statistique avec *(ii)* les incertitudes systématiques d'efficacité des variables topologiques et d'extraction du signal (Tab. V.1), conforte l'aptitude des deux méthodes à évaluer les incertitudes systématiques susmentionnées.

Pour raffiner l'étude de la stabilité et des incertitudes systématiques de la méthode statistique, d'autres points pourraient être abordés :

- Les plages de valeurs des variables topologiques autorisées lors des tirages aléatoires (Tab. V.2) pourraient faire l'objet d'une étude dédiée. La largeur des intervalles de valeurs autorisées peuvent potentiellement avoir un impact sur les incertitudes systématiques liées à la méthode statistique et, dans une moindre mesure, sur la section efficace de production des mésons D_s^+. Les plages de valeurs tolérées pour l'étude présentée dans cette thèse sont relativement larges et permettent d'explorer amplement l'espace des configurations des coupures. Cependant, certaines combinaisons de coupures, non représentatives de la majorité des jeux de coupures, pourraient se révéler mauvaisement décrites par les simulations et biaiser les distributions des N sections efficaces. Ces combinaisons sont certainement à exclure.

- La loi statistique utilisée pour réaliser les tirages aléatoires, une loi uniforme, pourrait également être examinée. La distribution uniforme a été initialement choisie afin de ne privilégier aucune région de l'espace des configurations. Toutes les combinaisons de jeux de coupures sont ainsi équiprobables, au moment du tirage aléatoire. Or, toutes les valeurs de coupures n'ont pas le même impact sur l'analyse : par exemple, la réjection du bruit de fond combinatoire par le $\cos\theta_{\text{point}}$ est bien plus effective pour les valeurs proches de l'unité que pour celles avoisinant 0,9. Une mauvaise description de cette variable aurait des répercussions plus marquées sur la section efficace pour des valeurs de coupures se situant dans la région la plus effective ($\cos\theta_{\text{point}} \simeq 1$). Dès lors, il peut être intéressant de modifier la loi statistique des tirages aléatoires par une loi (ou des lois, fonction des variables topologiques) visant à explorer plus intensément certaines régions de l'espace des configurations, plutôt que d'autres.

Finalement, la méthode statistique et la méthode standard se complètent et se recoupent. L'une permet de vérifier les performances de l'autre, et inversement. En particulier, on a contrôlé que la méthode standard ne subissait ni de biais (mauvaise évaluation des efficacités, par exemple) ni ne bénéficiait de fluctuations

6. Si les sections efficaces avaient été significativement différentes, suivant que l'on utilise la méthode statistique ou standard, les deux approches auraient pu être questionnées.

statistiques anormalement élevées modifiant excessivement la section efficace. La méthode standard est conservée comme procédure de référence, soutenue par la méthode statistique, dès lors que sa mesure de la section efficace des mésons D_s^+ est plus précise, en matière d'incertitudes statistiques.

V.D Efficacité de reconstruction des traces

La reconstruction et les sélections sur la qualité des traces (discutés sous-section IV.B-2) font également l'objet d'études systématiques. En effet, on souhaite tester ici les capacités des simulations Monte Carlo complète à reproduire l'étape de trajectographie (*tracking*) effectuée sur les données. À cet égard, on décompose l'examen en deux parties suivant ainsi la structure de l'algorithme de reconstruction des traces [7] :

- Reconstruction et qualité des traces dans la TPC (V.D-1).
- Propagation des traces de l'entrée de la TPC vers les couches extérieures de l'ITS (V.D-2).

Les incertitudes associées à ces deux aspects, combinées en quadrature, établiront les incertitudes systématiques dérivées de la reconstruction des traces. L'impact de ses incertitudes sur la reconstruction des mésons D_s^+ sera étudié section V.D-3.

V.D-1 Reconstruction dans la TPC

Pour déterminer l'efficacité de la trajectographie dans la TPC, les sélections sur la qualité des traces sont diversifiées et les sections efficaces de mésons D nouvellement obtenues sont comparées à celles de référence. Les trois sélections attachées à la reconstruction des traces dans la TPC, utilisées pour examiner l'efficacité de reconstruction et de sélection des traces, sont les suivantes [8] :

- Sélection modifiée : $\dfrac{\text{Nombre de lignes de pads de lecture}}{\text{Nombre de clusters trouvables}} > 0{,}9$ (défaut : 0,8).
- Sélection additionnelle : $\dfrac{\text{Nombre de clusters associés}}{\text{Nombre de lignes de pads de lecture}} > 0{,}65$.
- Sélection additionnelle : $\dfrac{\text{Nombre de clusters associés pour le PID}}{\text{Nombre de lignes de pads de lecture}} > 0{,}5$.

Ces trois sélections obéissent aux recommandations des experts de la TPC de la collaboration ALICE.

Les incertitudes systématiques pour le méson D_s^+, associées à la reconstruction des traces dans la TPC, sont en fait établies indirectement et se fondent sur

7. On se rappelle que les traces sont reconstruites par association de dépôts de charges depuis le pourtour de la TPC jusqu'aux premières couches de l'ITS (III.C-2).

8. Le lecteur pourra se référer à la figure III.3 pour se rappeler la disposition et la segmentation des pads de lecture.

celles des mésons D^+ et D^{*+}. Effectivement, ces deux mésons sont reconstruits dans ALICE via leur désintégration à trois corps (états finaux $K^-\pi^+\pi^+$, voir tableau IV.1), semblablement au méson D_s^+, et, bien plus abondant (entendez, rapport signal à bruit plus élevé), ils sont moins sensibles aux fluctuations statistiques dans l'extraction du signal brut. Pour la partie « TPC » de la reconstruction des traces, on trouve une incertitude systématique de 4,5% (3%) au niveau de la section efficace des mésons D^+ et D^{*+}, quelle que soit leur impulsion transverse, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV), correspondant à 1,5% (1%) d'incertitude par trace, indépendamment de sa nature ($K^\pm$ ou $\pi^\pm$).

V.D-2 Mise en correspondance ITS–TPC

Au cours de l'étape de reconstruction des traces, la propagation de ces dernières de la TPC vers l'ITS est souvent évoquée sous le terme de correspondance (*matching*) ITS–TPC. Expérimentalement, l'efficacité de la correspondance ITS–TPC s'exprime comme la fraction de traces reconstruites ayant des dépôts de charges présents et dans la TPC et dans l'ITS, ramenée au nombre total de traces reconstruites possédant des dépôts de charges dans la TPC. Les traces reconstruites que nous venons de mentionner incluent :

- **Particules primaires :** particules relativement stables, de distance de vol caractéristique supérieure à $c.\tau > 1$ cm, produites directement au point d'interaction, ou issues de la désintégration de particules de $c.\tau < 1$ cm [174]. Selon cette définition, les particules filles du méson D_s^+ ($c.\tau = 151{,}2$ μm) sont considérées comme des particules primaires.
- **Particules secondaires :** particules non-primaires, typiquement issues de la désintégration faible de hadrons étranges ou d'interactions avec le matériel de détection.

L'efficacité de la correspondance ITS–TPC est, en moyenne, plus faible pour les traces secondaires qui proviennent potentiellement de vertex situés au-delà des premières couches de détection (le SPD à 3,9 cm du point d'interaction). Les traces secondaires reconstruites possèdent généralement moins de points d'impact (*hits*) que les traces primaires. Par conséquent, l'efficacité de la correspondance ITS–TPC, moyenne pondérée des efficacités des traces primaires et secondaires, sera liée à la proportion de traces primaires et secondaires produites par collision.

L'estimation de l'efficacité de la correspondance ITS–TPC s'appuie en partie sur les simulations Monte Carlo complètes de type biais-minimum, non-enrichies en quarks de saveurs lourdes. En effet, on souhaite ici coller au mieux à la production de traces primaires et secondaires des données. Les générateurs et logiciel de propagation sont les mêmes que pour les simulations enrichies, Pythia 6 (plus Hijing pour les collisions p–Pb) et Geant 3. On détermine alors l'incertitude systématique sur la correspondance ITS–TPC en comparant ces simulations aux données :

$$\text{Syst. correspondance ITS–TPC} = \frac{\mathrm{Eff}^{\mathrm{Data}}_{\mathrm{inclusive}} - \mathrm{Eff}^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{inclusive}}}{\mathrm{Eff}^{\mathrm{Data}}_{\mathrm{inclusive}}} \tag{V.2}$$

Toutefois, quelques précautions s'imposent : si la proportion de traces primaires et secondaires diverge dans les simulations vis-à-vis des données, alors l'efficacité $\mathrm{Eff}^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{inclusive}}$ des simulations serait biaisée. Il s'agit donc de pondérer les efficacités des simulations par les proportions de traces primaires et secondaires établies dans les données, telles que

$$\mathrm{Eff}^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{inclusive}} = f^{\mathrm{Data}}_{\mathrm{primary}} \cdot \mathrm{Eff}^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{primary}} + (1 - f^{\mathrm{Data}}_{\mathrm{primary}}) \cdot \mathrm{Eff}^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{secondary}} \tag{V.3}$$

La fraction de traces primaires $f^{\mathrm{Data}}_{\mathrm{primary}}$ est déterminée à l'aide d'ajustements de la distribution du paramètre d'impact transverse des traces chargées. De plus amples détails sont disponibles référence [175] (section 4.8.4).

Finalement les incertitudes systématiques sur l'efficacité de la correspondance ITS–TPC sont déterminées de façon centrale, selon la méthode décrite plus haut, par le groupe de préparation des données de la collaboration (*Data Preparation Group*). Celles-ci sont typiquement de 1% pour les traces primaires de $1 < p_{\mathrm{T}} < 8$ GeV/c, et de 2% en dehors de cet intervalle, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV.

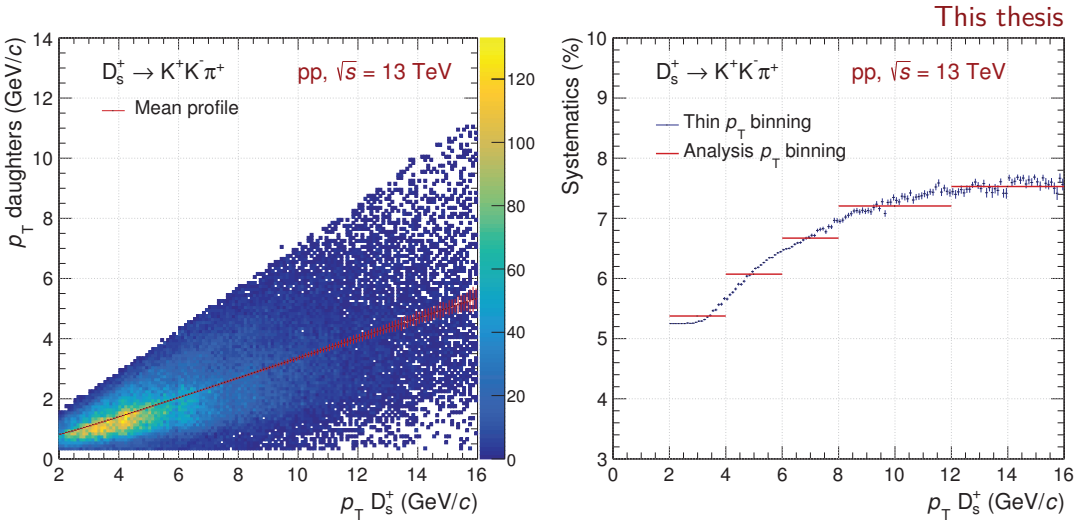

FIGURE V.8 – Distribution en p_{T} des traces filles du méson $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^+$ en fonction de l'impulsion transverse du candidat $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^+$ (gauche), et incertitudes systématiques totales sur la trajectographie évaluées au niveau des candidats $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^+$ (droite), pour les collisions simulées pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

V.D-3 Impact sur la reconstruction des mésons $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^+$

À ce point nous disposons des incertitudes systématiques, par trace, assignées *(i)* aux sélections sur la qualité des traces dans la TPC, et *(ii)* à la correspondance ITS–TPC. Ces deux sources d'incertitudes, fonction de l'impulsion transverse des traces, doivent être propagées du niveau des traces à celui des candidats $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^+$ (triplets de traces se partageant l'impulsion transverse du candidat). On utilise, pour

ce faire, des simulations Monte Carlo complètes (IV.A-3) reproduisant la cinématique de désintégration des mésons $\mathrm{D_s^+}$, où les sélections topologiques et PID de référence, utilisées dans les données, sont appliquées. La distribution de l'impulsion transverse des traces filles du méson $\mathrm{D_s^+}$, en fonction de l'impulsion transverse du candidat $\mathrm{D_s^+}$, est présentée figure V.8 (gauche). Les incertitudes sur la correspondance ITS–TPC des trois traces sont supposées totalement corrélées et sont donc sommées linéairement. L'incertitude totale sur la correspondance ITS–TPC est alors sommée quadratiquement à l'incertitude sur la qualité des traces. Les incertitudes systématiques totales sur la reconstruction et sélection des traces, évaluées au niveau des candidats $\mathrm{D_s^+}$, sont présentées figure V.8 (droite) pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Les incertitudes s'échelonnent de 5,5 à 7,5% en fonction de p_T pour ces dernières collisions, et sont stabilisées à 4% pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 5{,}02$ TeV.

V.E Identification de particules

L'identification de particules a également fait l'objet d'une étude systématique. On rappelle que la sélection des traces en PID s'appuie sur les pertes d'énergie linéique $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, dans la TPC (III.D-1), et sur des mesures de temps de vol, avec le détecteur TOF (III.D-2). Comme exposé sous-section IV.B-4, les deux analyses présentées dans ce manuscrit tirent avantage d'une sélection *forte* en PID $|S_\mathrm{mesuré} - S^{\pi,\mathrm{K,p}}_\mathrm{attendu}| < n\sigma$, où le niveau de confiance n est typiquement fixé à 2. Pour les traces d'impulsion $0{,}6 < p < 0{,}8$ GeV/c, la sélection passe de 2 à 1σ.

Les efficacités de sélections en PID des traces filles des candidats $\mathrm{D_s^+}$ sont corrigées par l'intermédiaire des termes d'efficacités Eff (IV.D-2), évalués grâce aux simulations Monte Carlo complètes enrichies en quarks lourds. La géométrie des détecteurs, leur état de fonctionnement et les interactions particule–matière, encodées par le logiciel Geant 3, sont en effet calibrés aux conditions de prises de données, *run* par *run*, dans le but de reproduire au mieux les efficacités des détecteurs. Un biais dans la description du PID par les simulations est cependant tout à fait envisageable : le passage de la mesure du dépôt de charges dans les électroniques de lecture au signal corrigé, $S_\mathrm{mesuré}$, utilisable pour la sélection en PID est un domaine de recherche en lui-même. Ainsi, nous définissons l'incertitude systématique sur l'identification des pions et kaons, dans la TPC puis dans le TOF, comme le rapport des efficacités de sélection dans les données $\mathrm{Eff}^\mathrm{Données}_\mathrm{TPC,\,TOF}$ et dans les simulations $\mathrm{Eff}^\mathrm{MC}_\mathrm{TPC,\,TOF}$:

$$\text{Systématique} = \frac{\mathrm{Eff}^\mathrm{Données}_\mathrm{TPC,\,TOF}\,(\pi^\pm,\ \mathrm{K}^\pm)}{\mathrm{Eff}^\mathrm{MC}_\mathrm{TPC,\,TOF}\,(\pi^\pm,\ \mathrm{K}^\pm)} \tag{V.4}$$

Vient alors la question de la mesure de l'efficacité de sélection en PID dans les données. Nous avons soutenu jusqu'ici l'utilisation de simulations pour l'évaluation des termes correctifs d'acceptance et d'efficacité, or nous souhaitons maintenant confronter ces simulations aux données. Si nous ne pouvons pas nous appuyer sur les simulations pour connaître exactement la nature des particules, il est possible

d'obtenir des lots de pions chargés de grande pureté à partir de la reconstruction des candidats V^0 (K^0_S et Λ) dans les données. Le lot pur de kaons chargés s'obtient par une sélection sévère en PID basée sur les informations de temps de vol uniquement. La sélection des pions et des kaons fera l'objet de la sous-section V.E-1. À partir de ces ensembles de $\pi^\pm$ et de $K^\pm$, les efficacités se calculent comme :

$$\mathrm{Eff}_{\mathrm{TPC,\ TOF}}(\pi^\pm,\ \mathrm{K}^\pm) = \frac{\text{Nombre de } (\pi^\pm,\ \mathrm{K}^\pm) \text{ sélectionnés dans } n\sigma_{\mathrm{PID}}}{\text{Nombre } (\pi^\pm,\ \mathrm{K}^\pm) \text{ sélectionnés}} \tag{V.5}$$

$$\simeq \frac{\text{Nombre de } (\pi^\pm,\ \mathrm{K}^\pm) \text{ sélectionnés dans } n\sigma_{\mathrm{PID}}}{\text{Nombre de } (\pi^\pm,\ \mathrm{K}^\pm) \text{ sélectionnés dans } 5\sigma_{\mathrm{PID}}} \tag{V.6}$$

Notons que cette procédure d'évaluation des incertitudes systématiques liées au PID a été premièrement développée pour l'étude des mésons D dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV (5.2.3 de [175]), et est appliquée, et enrichie, pour la première fois dans les collisions pp et p–Pb, dans le cadre de cette thèse.

V.E-1 Lots purs de pions et de kaons chargés

Candidat V^0	Masse (MeV/c^2)	$c.\tau$ (cm)	Canal de désintégration	B.R.
K^0_S ($d\bar{s}$)	497,6	2,68	$K^0_S \to \pi^+\pi^-$	69,2%
Λ (uds)	1 115,7	7,89	$\Lambda \to p\pi^-$	63,9%

Table V.3 – Principaux types de candidats V^0 reconstruits et leurs caractéristiques : contenu en quarks, masse invariante, distance caractéristique de vol $c.\tau$, canal de désintégration hadronique et rapport d'embranchement B.R. [8].

La première étape dans l'évaluation des efficacités de sélection en PID, dans les données et les simulations de façon similaire, est de se munir de lots purs de pions et de kaons chargés reconstruits.

Les pions : Pour la première espèce de particules, nous allons nous aider des candidats V^0 [9]. Ces derniers, abondamment créés dans les collisions hadroniques et aux efficacités de reconstruction élevées, se désintègrent majoritairement en pions chargés. Comme on peut le voir tableau V.3, on trouvera principalement les kaons (K^0_S) et les baryons étranges neutres (Λ). Les candidats V^0 sont sélectionnés sur la base de la qualité de leurs traces filles et de trois variables topologiques : le cosinus de l'angle de pointage du V^0, la distance de plus courte approche (DCA) entre les traces filles et la distance transverse de vol du V^0. Ses variables sont optimisées en suivant les recommandations du groupe de travail de la collaboration ALICE spécialisé

9. Tandis que le 0 indique l'absence de charge du candidat, le « V » suggère sa signature typique dans le détecteur : deux traces chargées de signe opposé (les filles) émergeant du point de désintégration.

dans la reconstruction des hadrons étranges. Nous disposons ainsi d'une très grande pureté de signal de K^0_S (Fig. V.9, gauche) et de Λ (Fig. V.9, droite), supérieure à 99%, et ce pour tous les intervalles d'impulsion considérés.

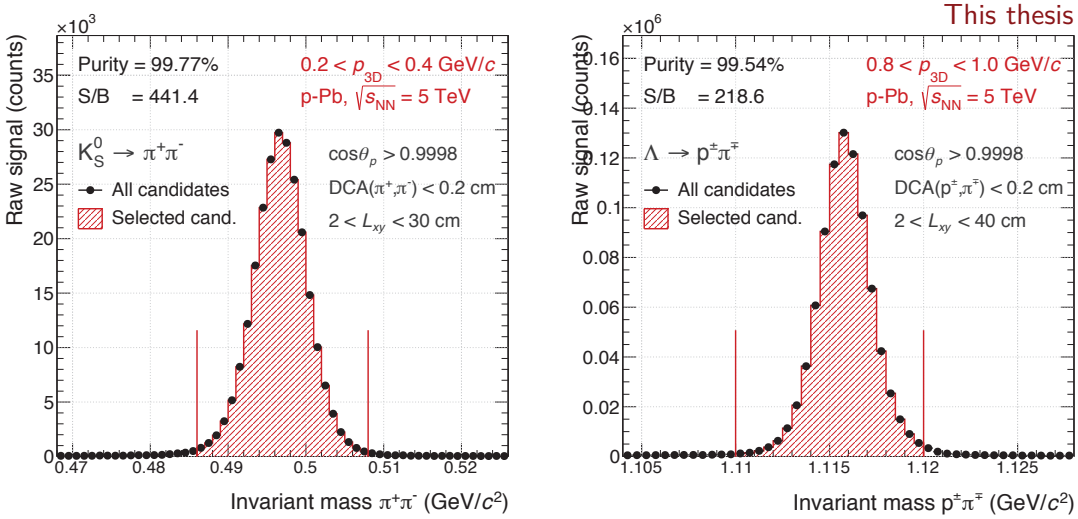

FIGURE V.9 – Exemple de distributions de masse invariante pour des candidats $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ (gauche) et des candidats $\Lambda \to p^\pm\pi^\mp$ (droite) dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV.

La figure V.10 compare, pour plusieurs intervalles d'impulsion, la distribution en $n\sigma_{TPC}$, autour du signal de dE/dx attendu pour les pions, des candidats $\pi^\pm \leftarrow V^0$ reconstruits dans les données et celle des vrais pions (toute origine confondue) chargées provenant des événements simulés, pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. Le même type de distribution, cette fois pour le temps de vol du TOF, est présenté figure V.11. Il a par ailleurs été vérifié que les distributions en $n\sigma_{TPC}$ et $n\sigma_{TOF}$ des vrais $\pi^\pm$ et des vrais $\pi^\pm \leftarrow V^0$, dans les simulations, sont équivalentes. Pour bénéficier d'un maximum de pions chargés dans nos distributions simulées, nous avons choisi la première population. Dans les deux cas, pour la perte linéique d'énergie dans la TPC et le temps de vol du TOF, les distributions sont centrées en 0 et les simulations reproduisent raisonnablement le signal observé dans les données. Les distributions sont symétriques, et relativement gaussiennes, dans la TPC et asymétriques dans le TOF. Les asymétries observées pour les distributions du TOF tiennent vraisemblablement au fait que lors de la mesure du temps de vol des pions, ces derniers sont supposés provenir du point de la collision et non d'un vertex secondaire, décalé de plusieurs centimètre par rapport au vertex primaire. Cette hypothèse biaise la mesure du temps de vol, de manière identique dans les données et les simulations, d'autant plus fortement que l'impulsion du V^0 est grande (soit d'autant plus fortement que la distance de vol du V^0 est grande). On observe par ailleurs quelques anomalies dans les données, comparées aux simulations, notamment dans le cas de la TPC, en-dessous de 1,6 GeV/c, après 4–5σ_{TPC}. Ces

différences résultent probablement de la présence d'électrons, entre autres issus de photons de conversion interagissant avec le matériel de détection, passant les sélections des V^0 dans les données, dont la bande de dE/dx croise celle des pions chargés de basses impulsions. Remarquons néanmoins que l'amplitude de cette seconde contribution est près de 4 ordres de grandeur inférieure à la contribution des vrais $\pi^{\pm}$ et ne correspond qu'à environ 0,05% des candidats V^0.

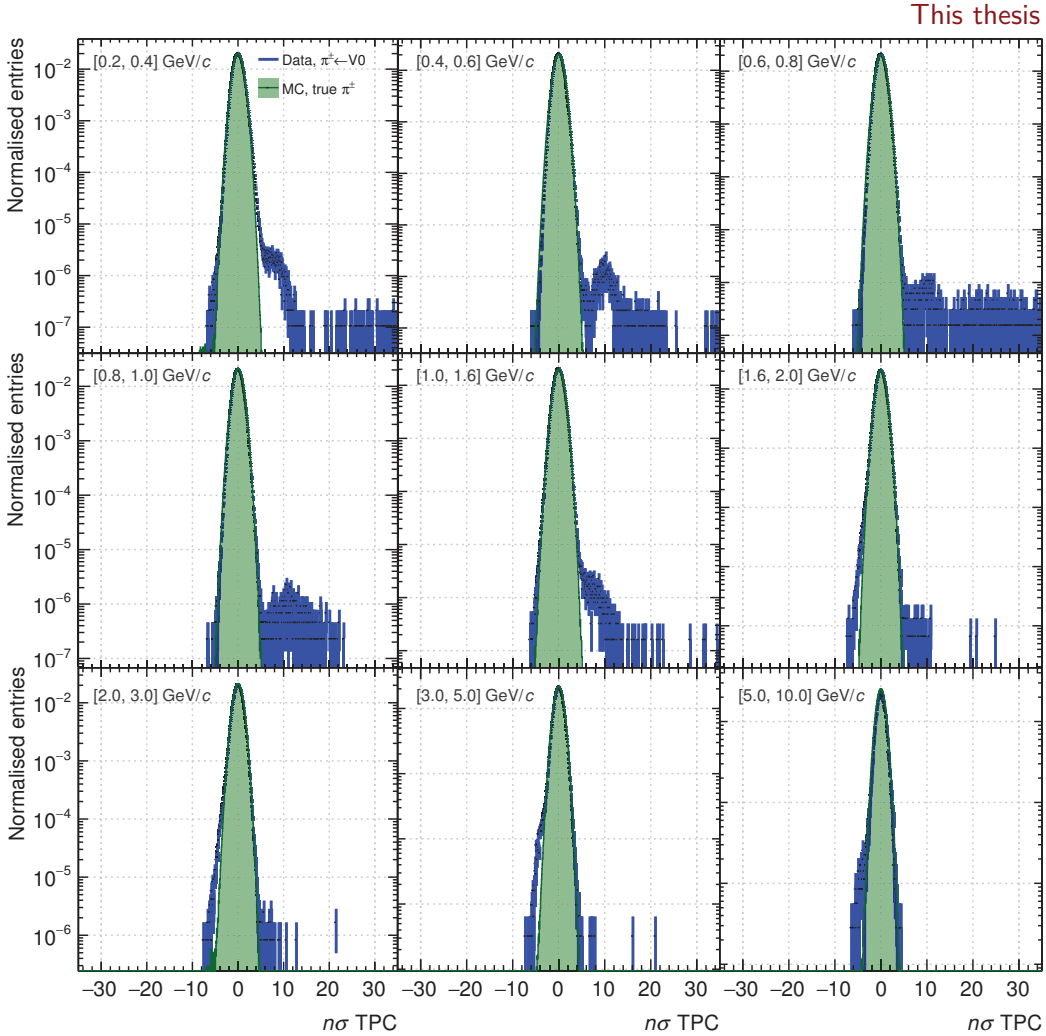

FIGURE V.10 – Distribution en $n\sigma_{\mathrm{TPC}}$ autour du signal de dE/dx attendu pour les pions pour les candidats $\pi^{\pm} \leftarrow V^0$ des données et les vrais $\pi^{\pm}$ des simulations, pour plusieurs intervalles d'impulsion dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. Les distributions sont normalisées par leur intégrale.

Les kaons : La seconde espèce de hadrons, n'est pas sélectionnée via la désintégration de hadrons étranges (comme ce pourrait être le cas avec les $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$) du fait de la faible pureté de kaons que fournirait cette méthode (parfois inférieure à 8% [176]). Au lieu de cela, les kaons sont choisis par une sélection sévère sur le temps de vol des traces : une coupure à

$0{,}25\sigma_{\mathrm{TOF}}$ autour de la bande de signal attendu des kaons est appliquée. En supposant que les kaons reconstruits se distribuent de manière gaussienne autour de la valeur moyenne du signal attendu, uniquement 20% d'entre eux passera cette coupure de sélection. En contrepartie, on souhaite limiter la contamination par d'autres espèces de particules.

Encore que très resserrée, la sélection sur le TOF n'exclut pas toute contamination de l'échantillon de kaons chargés par d'autres espèces, essentiellement des pions chargés et des protons. C'est ce que l'on voit figure V.12, sur la distribution en $n\sigma_{\mathrm{TPC}}$ des candidats kaons dans les simulations Monte Carlo des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. La sélection des candidats kaons semble pleinement profitable en-dessous 0.8 GeV/c, où la contamination est en-dessous du pourcent, lorsque les bandes de temps de vol attendus des $\mathrm{K}^{\pm}$ et des $\pi^{\pm}$ sont bien distinctes. Après, les bandes se rapprochent significativement et la contamination par les pions, mais aussi les protons, devient plus importante.

V.E-2 Efficacité des sélections en PID

En échantillonnant les pions chargés à partir des V^0, sans contraintes en PID sur les candidats $\pi^{\pm}$, les efficacités de sélection des pions dans la TPC et dans le TOF peuvent être étudiées. Dans le cas des $\mathrm{K}^{\pm}$, où une restriction forte est portée sur le temps de vol des candidats par le TOF, seule l'efficacité de sélection des kaons dans la TPC peut être sondée. Pour les incertitudes systématiques liées aux sélections en PID sur le temps de vol des kaons, on supposera qu'elles sont similaires à celles des pions chargés. Cette hypothèse semblera raisonnable par la suite, quand on sera amené à constater, pour la TPC, que les incertitudes systématiques sur la sélection en PID des pions sont similaires ou supérieures à celles des kaons.

Disposant des distributions en $n\sigma_{\mathrm{TPC,\,TOF}}$ pour les pions et les kaons, les efficacités de sélection en PID peuvent être extraites à l'aide de l'équation V.6, soit par l'intégrale des distributions dans $\pm n\sigma$ (où n correspond à notre sélection en PID, $n \in [1;3]$ suivant $\vec{p}$) rapportée à l'intégrale dans $\pm 5\sigma$. Cette méthode est appliquée similairement dans les données et les simulations. Étant donné que nos lots de pions et kaons chargés ne sont pas parfaitement purs, qu'ils se contaminent l'un l'autre en plus de la présence potentielle d'électrons et de protons, quelques précautions sont parfois à prendre.

Pions dans le TOF : étudiés à partir des $\pi^{\pm} \leftarrow \mathrm{V}^0$.

Ici, comme on l'a vu figure V.11 en comparant données et simulations, on n'attend que peu de contamination dans la région $\pm 5\sigma_{\mathrm{TOF}}$. L'intégration peut être réalisée sans autres préparatifs.

Pions dans la TPC : étudiés à partir des $\pi^{\pm} \leftarrow \mathrm{V}^0$.

Nous avions constaté une seconde population, possiblement des électrons, dans la région positive de la distribution en $n\sigma_{\mathrm{TPC}}$ des pions, figure V.10. Sachant que le rapport $\mathrm{e}^{\pm}/\pi^{\pm}$ n'est pas identique dans les données et les simulations utilisées, il serait possible de biaiser le calcul des efficacités en

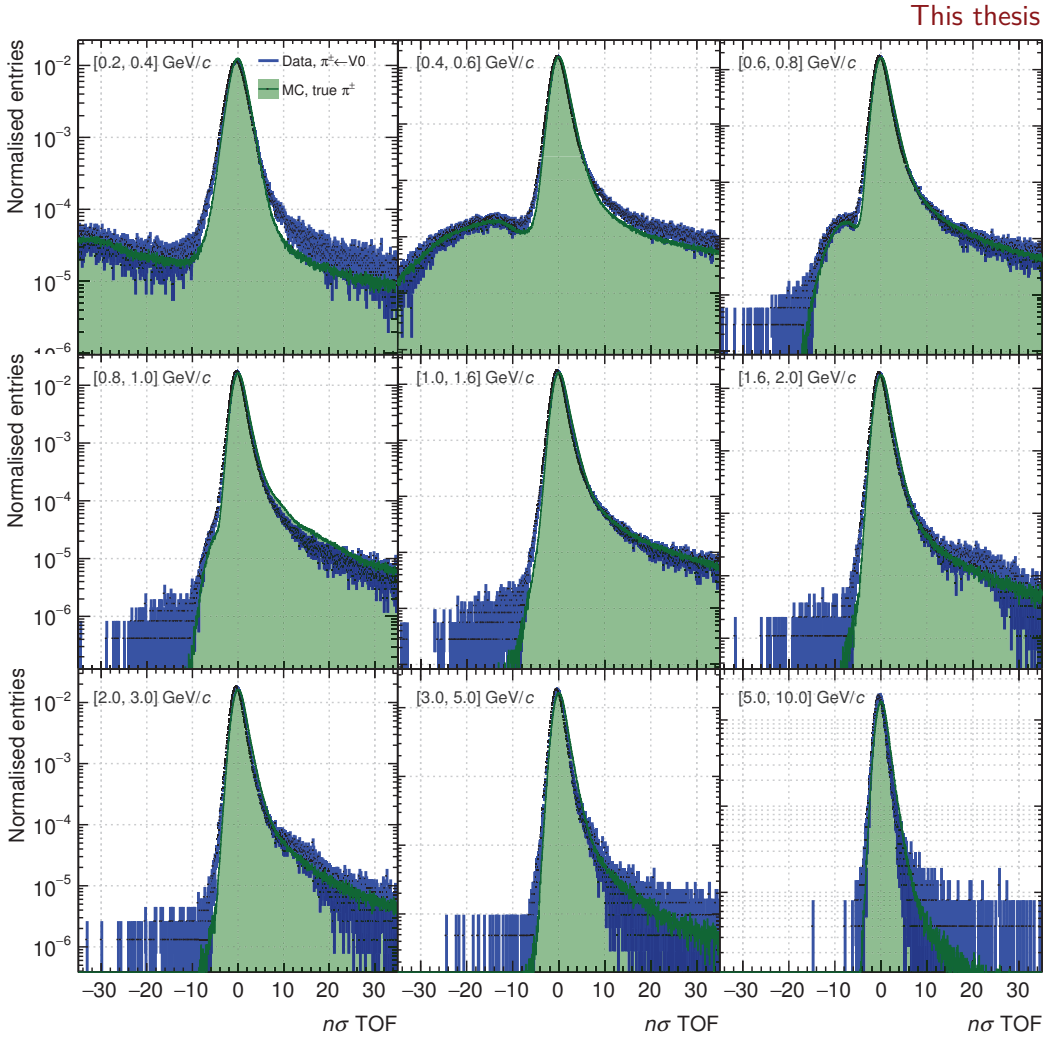

FIGURE V.11 – Distribution en $n\sigma_{\mathrm{TOF}}$ autour du signal de temps de vol attendu pour les pions pour les candidats $\pi^{\pm} \leftarrow \mathrm{V}^0$ des données et les vrais $\pi^{\pm}$ des simulations, pour plusieurs intervalles d'impulsion dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. Les distributions sont normalisées par leur intégrale.

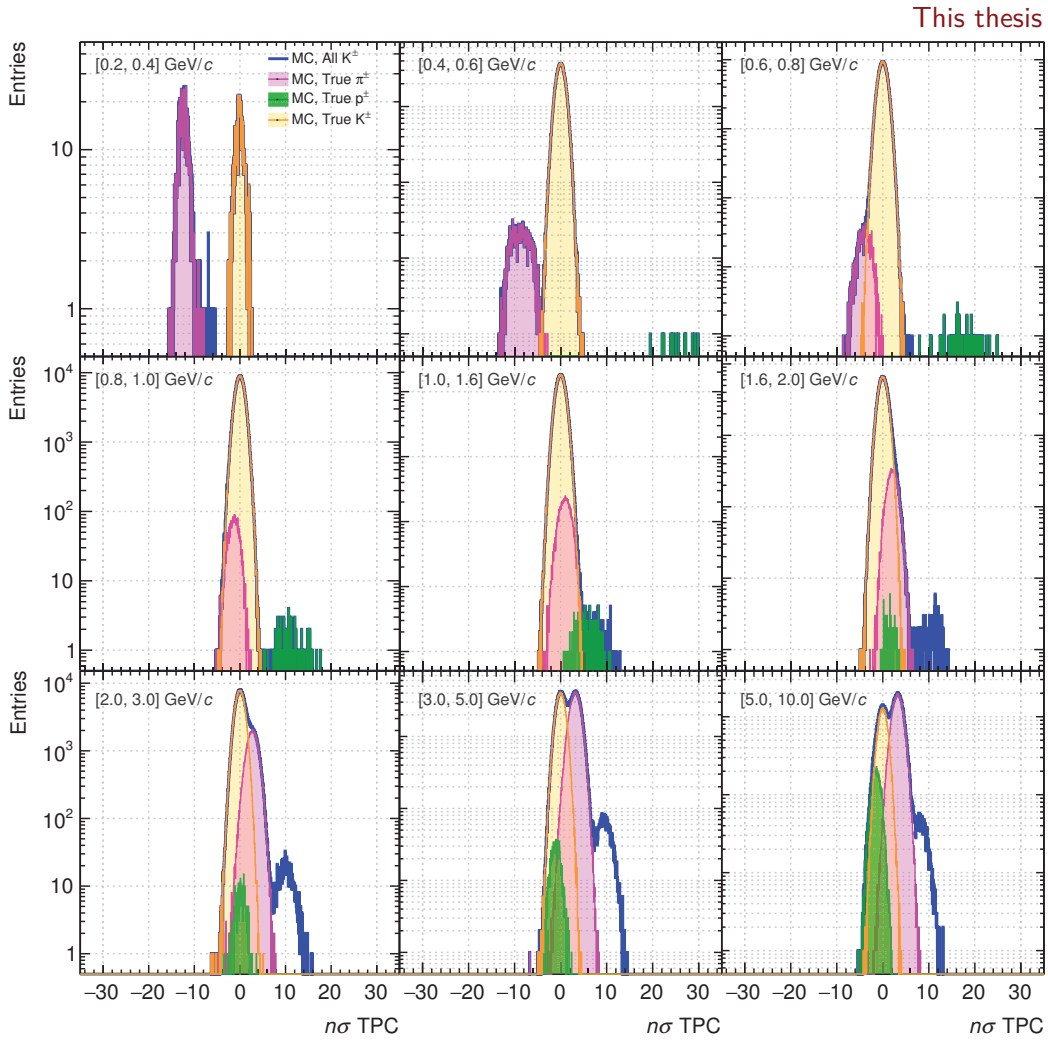

FIGURE V.12 – Distribution en $n\sigma_{\mathrm{TPC}}$ autour du signal de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ attendu pour les kaons des vrais $\pi^{\pm}$, $\mathrm{K}^{\pm}$ et $p^{\pm}$ des simulations, pour plusieurs intervalles d'impulsion, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. Les distributions sont normalisées par leur intégrale.

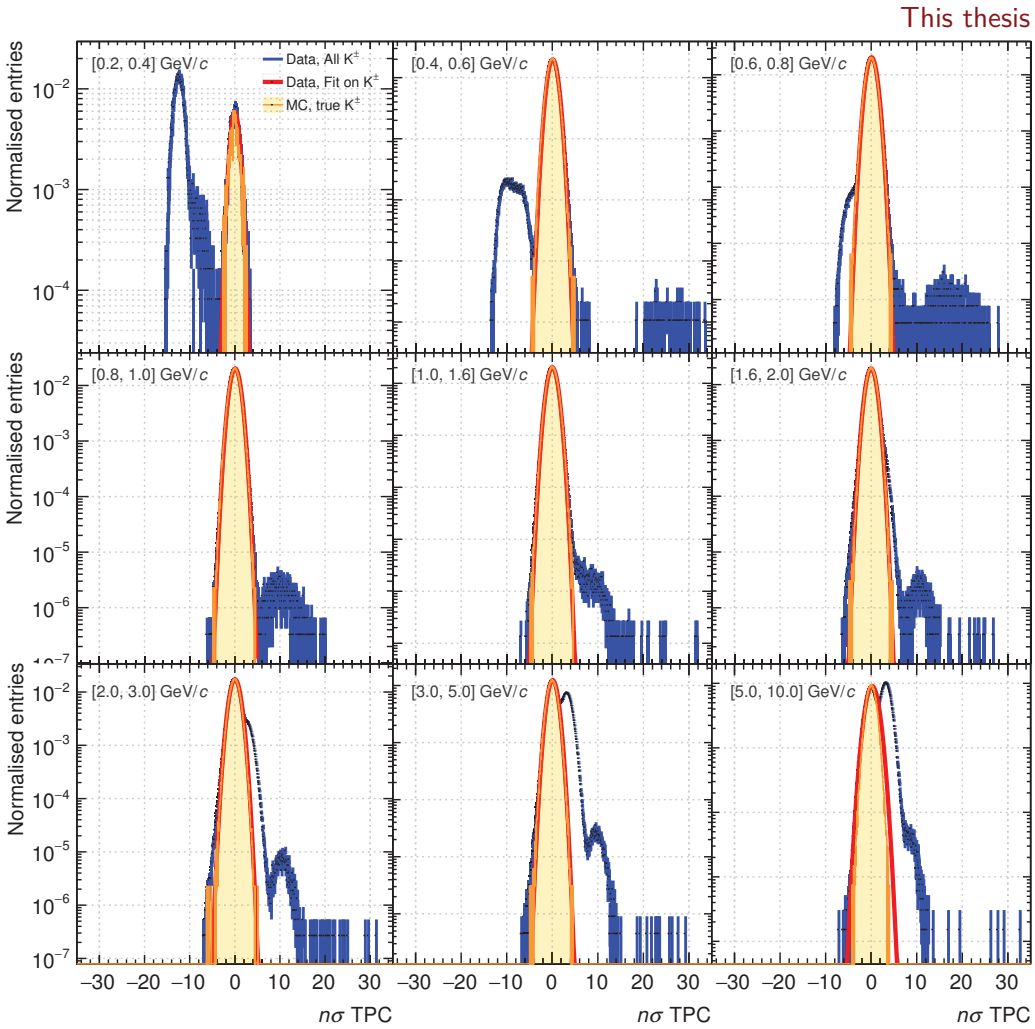

FIGURE V.13 – Distribution en $n\sigma_{\mathrm{TPC}}$ autour du signal de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ attendu pour les kaons pour les candidats $\mathrm{K}^{\pm}$, ajustés par des fonctions gaussienne et comparés aux vrais $\mathrm{K}^{\pm}$ simulés, pour plusieurs intervalles d'impulsion, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV.

intégrant simplement entre $\pm 5\sigma_{\mathrm{TPC}}$. Pour nous préserver de ce biais, l'intégration est réalisée sur un intervalle asymétrique, typiquement $[-5\sigma; 2{,}5\sigma]$, excluant une portion de la partie positive de la distribution.

Kaons dans la TPC : étudiés à partir de la sélection à $0{,}25\sigma_{\mathrm{TOF}}$.
Telle que remarquée dans la figure V.12, la contamination des pions et des protons est importante dans la population de kaons, distribuée symétriquement autour de 0, de façon approximativement gaussienne. De cette constatation, découlant des simulations, la sélection de la population de kaons dans les données est effectuée avec un ajustement de la distribution en $n\sigma_{\mathrm{TPC}}$ par une fonction normale centrée. La plage d'intégration est calibrée par intervalle de p_{T} pour n'ajuster que la partie gaussienne centrée de la distribution, et non les régions contaminées par les autres espèces de hadrons. Les résultats des ajustements des fonctions gaussiennes sur les données, comparés à la population, mise à l'échelle, de vrais $\mathrm{K}^{\pm}$ dans les simulations, sont montrés figure V.13. Le numérateur et le dénominateur de l'équation V.6 sont ensuite calculés par intégration des fonctions ajustées, dans les données et les simulations.

Kaons dans le TOF : leurs efficacités sont supposées similaires à celles des pions chargés dans le TOF. Cette hypothèse vient de la constatation que nous ferons, le moment venu, figure V.14, que les efficacités des pions et des kaons sont semblables dans la TPC.

Les incertitudes systématiques sur la sélection en PID des $\pi^{\pm}$ et $\mathrm{K}^{\pm}$ (Eq. V.4) sont présentées, par intervalle d'impulsion des traces, figure V.14, pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. On remarque que les effets systématiques sont d'autant plus grands que la sélection en PID est forte (*id est* que le niveau de confiance n est petit). De plus, les écarts entre les efficacités des données et des simulations sont globalement plus importants pour les sélections à partir du TOF que pour celles basées sur la TPC. Les incertitudes systématiques par espèce restent malgré tout inférieures à 1,5% pour les sélections à $n = 3\sigma$ et de l'ordre de 2–3% pour les sélections à 2σ. Pour le niveau de confiance à $n = 1\sigma$ — utilisé à bas p_{T} dans le seul cas où nous ne disposons pas d'information de la part du TOF — les incertitudes peuvent avoisiner les 5%. Les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV présentent une situation identique.

Les incertitudes systématiques liées au PID, évaluées au niveau des traces chargées, sont propagées au niveau des candidat $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$ à l'aide de simulations Monte Carlo complètes, enrichies en quarks lourds, reproduisant la désintégration du $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$ et la répartition de son impulsion parmi ses trois filles. Dans ces simulations, les sélections topologiques et de PID de référence sont appliquées aux candidats $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$. Les incertitudes par traces sont considérées comme totalement corrélées et donc additionnée linéairement. La distribution en p_{T} des traces filles du méson $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$, en fonction de l'impulsion transverse du candidat $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$, est présentée figure V.15 (gauche) pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. Les incertitudes systématiques correspondantes sur la sélection en PID sont visibles V.15 (droite). Celles-ci décroissent de 3,5% à 2% pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV et de 3,5 à

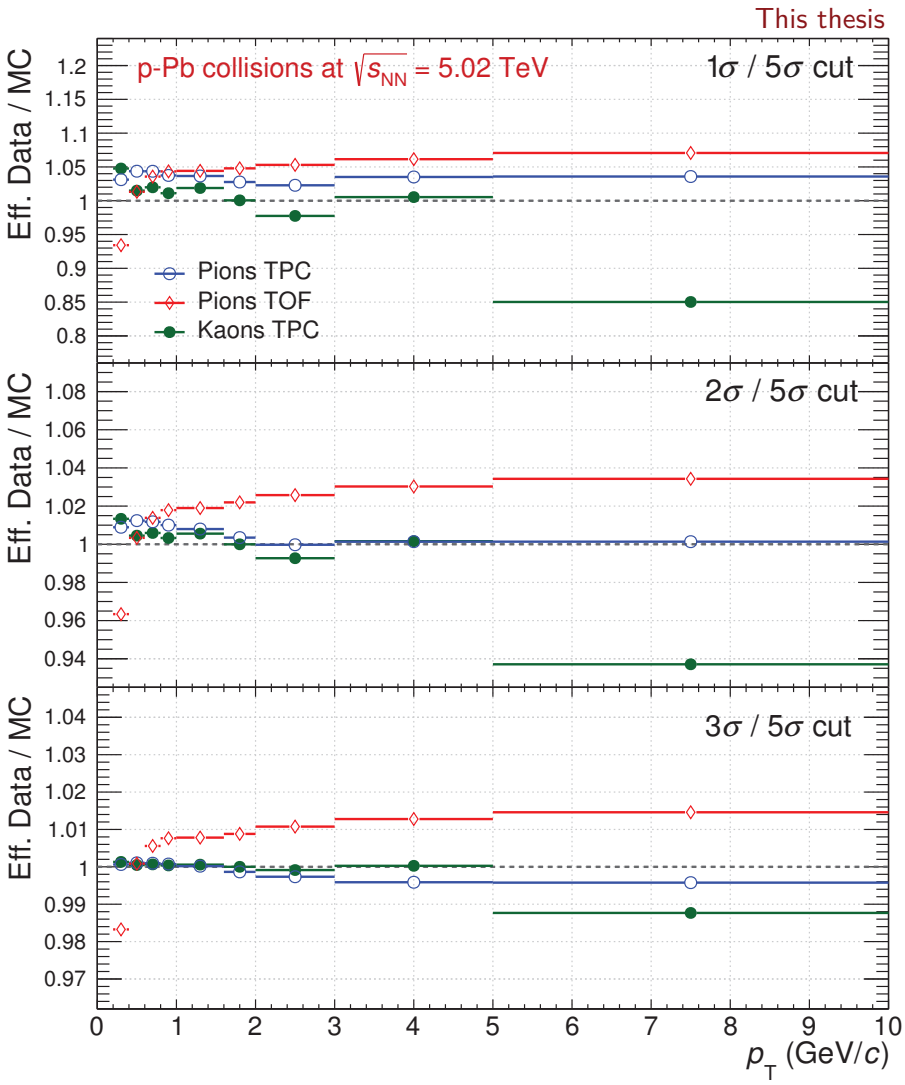

FIGURE V.14 – Efficacités relatives de sélection en PID à 1, 2 et 3σ dans les données et les simulations, pour les pions et les kaons, pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV.

2,5% pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

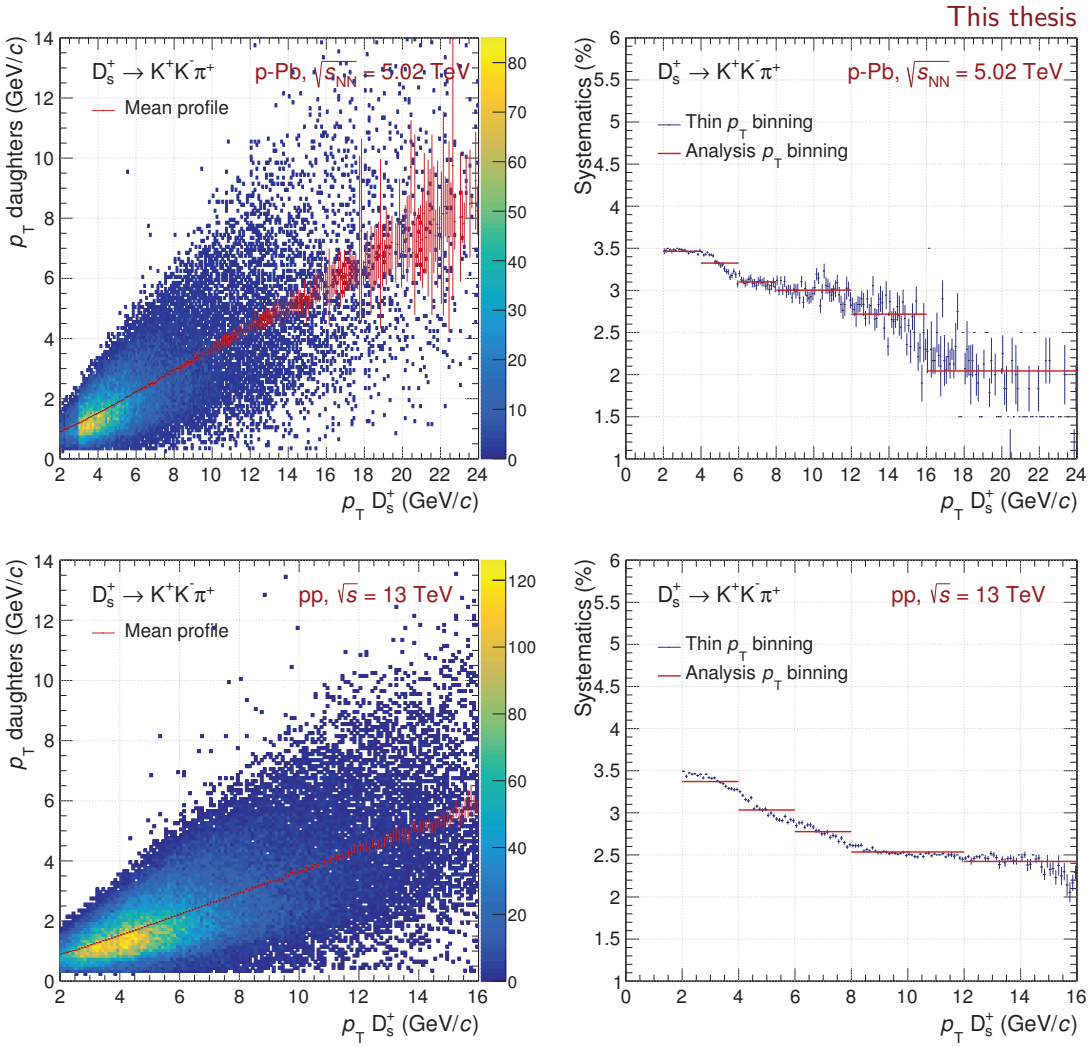

FIGURE V.15 – Distribution des traces filles du méson D_s^+ en fonction de l'impulsion transverse du candidat D_s^+ (gauche), et incertitudes systématiques totales sur la sélection en PID évaluées au niveau des candidats D_s^+ (droite), pour les collisions simulées p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV (haut) et pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (bas).

V.F Corrections des simulations Monte Carlo

V.F-1 Forme en p_T du spectre généré des mésons D

Les formes des distributions en impulsion transverse des mésons D_s^+ générés dans les simulations peuvent influer l'évaluation des termes correctifs d'acceptance et d'efficacité (Acc × Eff) et, par suite, se répercuter sur l'extraction de la section efficace de production des mésons D_s^+ que l'on souhaite mesurer. Ceci est d'autant plus vrai que les intervalles en p_T de la mesure sont grands. En effet, lorsqu'il

faut intégrer une distribution en p_{T} sur des intervalles de 2 GeV/c voire 8 GeV/c de largeur, l'allure de la distribution à l'intérieur d'un bin donnera en son sein plus ou moins de poids aux p_{T} faibles ou forts. Par exemple, une distribution fortement croissante (décroissance) privilégiera les grandes (petites) valeurs de p_{T}. C'est pourquoi nous étudions dans ce qui suit l'effet de la forme des spectres en p_{T} des mésons D générés, dans les simulations complètes pour les termes d'efficacité (V.F-1.i), dans les simulations simplifiées — *toy* Monte Carlo — pour les termes d'acceptance (V.F-1.ii).

V.F-1.i Dans les simulations complètes

Telle que détaillées sous-section IV.A-3.i, les simulations complètes permettant d'estimer les efficacités de sélection (IV.D-2) se fondent sur le générateur d'événements Pythia 6 Perugia 2011 [154], enrichi en quarks charmés et beaux. Bien qu'il soit sensé décrire raisonnablement la production de mésons D [10], nous souhaitons comparer les sorties du générateur Monte Carlo aux prédictions de FONLL sur les sections efficaces exclusives de production de mésons D. On a vu par le passé, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 2{,}76$ [79], 5 [177], 7 [77] et 8 TeV [161], que les sections efficaces de FONLL reproduisent les mesures de mésons D sur une large plage d'impulsion transverse, dans la limite des incertitudes.

Les distributions du nombre de D^0, prompts et *feed-down*, générés dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV simulés par Pythia 6, en fonction de l'impulsion transverse, sont comparées aux sections efficaces FONLL figure V.16. Ces dernières sont mises à l'échelle des distributions de Pythia, afin de s'affranchir du facteur de normalisation séparant les sections efficaces des nombres de générés. Rappelons-nous que nous souhaitons comparer les *formes* des distributions et non leur valeurs absolues. Enfin, cette étude est basée sur les mésons D^0, plus abondants dans les simulations et dont la production est mieux décrite par FONLL que celle des $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^+$. On fait l'hypothèse ici que les dissemblances de forme en p_{T} entre la production de D^0 par Pythia et FONLL sont relativement équivalentes pour les mésons D^+, D^{*+} et $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^+$.

Il peut être observé figure V.16 que les allures des distributions de Pythia et FONLL pour les mésons D^0 prompts sont relativement similaires au-dessus de 2 GeV/c. Le rapport des deux distributions est effectivement plat au-delà de cette valeur d'impulsion transverse. En-dessous 2 GeV/c on note une divergence des formes. Pour les mésons D^0 non-prompts, FONLL prévoit un durcissement des hauts p_{T} plus important que Pythia. Cela se manifeste par des allures différentes des courbes de productions des D^0 *feed-down* en-dessous $\sim$15 GeV/c (rapport Pythia/FONLL décroissant). Cette dissimilitude s'estompe quelque peu au-delà de 15 GeV/c, où le rapport devient approximativement constant.

Les sections efficaces de production des mésons $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^+$, des collisions pp et p–Pb, sont mesurées une nouvelle fois en pondérant les distributions en p_{T} des mésons $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^+$ générés dans les simulations Monte Carlo complètes, afin d'en obtenir de similaires

10. Encore faudra-t-il le vérifier dans le chapitre résultat (VI.A), en comparant les sections efficaces mesurées à un panel de générateurs Monte Carlo.

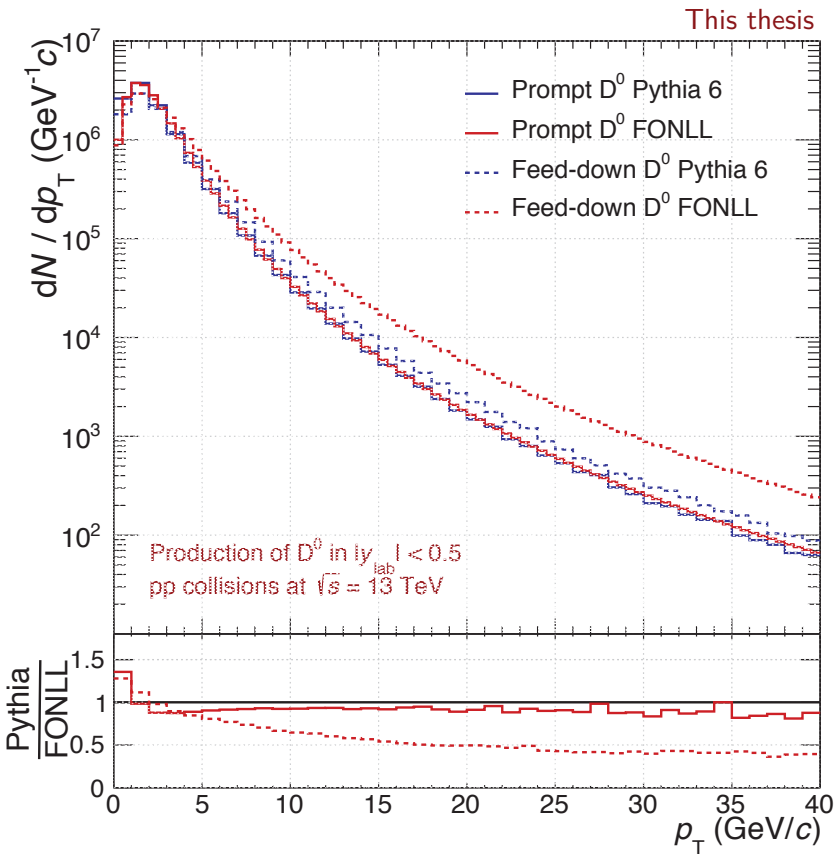

FIGURE V.16 – Distributions du nombre de D^0, prompts et *feed-down*, générés dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV simulées par PYTHIA 6, comparées aux sections efficaces FONLL mises à l'échelle.

à FONLL. Les rapports des sections efficaces de référence, utilisant les distributions en p_T de PYTHIA 6 Perugia 2011, et celles pondérées, aux distributions en impulsion transverse de FONLL, sont bien en-deçà du pourcent. Nous en avons un exemple figure V.17 pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, où l'écart le plus important entre les sections efficaces se situe dans l'intervalle de 2 à 4 GeV/c et est de l'ordre de 0,4%. C'est en effet dans la région des basses impulsions transverses, en réalité en-dessous de 2 GeV/c, que l'on a constaté Fig. V.16 les différences les plus significatives entre les allures des distributions de mésons D^0 générés par PYTHIA et FONLL. Pour conclure, l'influence entre les deux distributions réalistes en p_T étant minime sur les sections efficaces de production des mésons D_s^+ mesurées, aucune incertitude systématique n'est assignée. Une conclusion analogue peut être dressée pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV.

V.F-1.ii Dans les toy *Monte Carlo*

Nous avions vu sous-section IV.D-1 que les facteurs d'acceptance sont appréciés à l'aide de simulations Monte Carlo simples (*toy* Monte Carlo) nécessitant, là

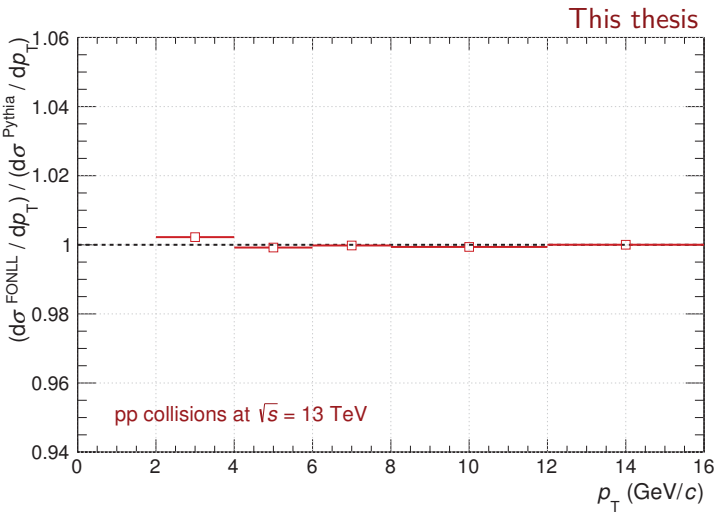

FIGURE V.17 – Rapport des sections efficaces corrigées de mésons D_s^+ mesurées, avec deux hypothèses de forme des mésons D générés dans les simulations complètes : PYTHIA 6 Perugia 2011 et FONLL.

aussi, une hypothèse sur la forme de la distribution en impulsion transverse des mésons D_s^+, prompts et non-prompts, générés. Les sections efficaces de production des D^0 prompts et des $B \to D$ (toutes espèces de mésons charmés confondues) calculées par FONLL étaient alors utilisées, pour les D_s^+ prompts et *feed-down* respectivement. Inspectons les conséquences du choix des distributions en p_T sur les sections efficaces mesurées des mésons D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV.

Différentes hypothèses peuvent être testées pour modéliser les formes des distributions en p_T des D_s^+ prompts et non-prompts

- **Population prompte :** productions des D^0, D^+ et D^{*+} calculées par FONLL, et production des D_s^+ générés par PYTHIA 6 Perugia 2011.
- **Population non-prompte :** productions des $B \to D$ et $B \to D^{*+}$ calculées par FONLL, et production des $B \to D_s^+$ générés par PYTHIA 6 Perugia 2011.

Le rapport de chacune des sections efficaces de production des mésons D, prompts et non-prompts, FONLL à la distribution des D_s^+ générés par PYTHIA 6 est présenté figure V.18 pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. On observe des rapports très similaires pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 5$ TeV. Comme observé lors de l'étude sur les simulations complètes (V.F-1.i), les forme des distributions en p_T de PYTHIA et FONLL ne varient que faiblement entre les hypothèses de mésons D prompts. Le rapport est grossièrement plat, excepté en-dessous de 2–3 GeV/c. On note également que la masse du méson D importe peu sur la forme de la distribution en impulsion transverse. Les différence d'allure entre les distributions du générateur Monte Carlo et les prédictions théoriques sont essentiellement appréciable pour la population non-promptes de mésons D. Dans ce cas, les sections efficaces FONLL sont globalement plus dures que celles de PYTHIA. La rencontre de toutes les courbes aux alentours de 1 GeV/c est une conséquence de la mise à

l'échelle des prédictions, basée sur les valeurs maximales des courbes, toutes situées dans cette région d'impulsion.

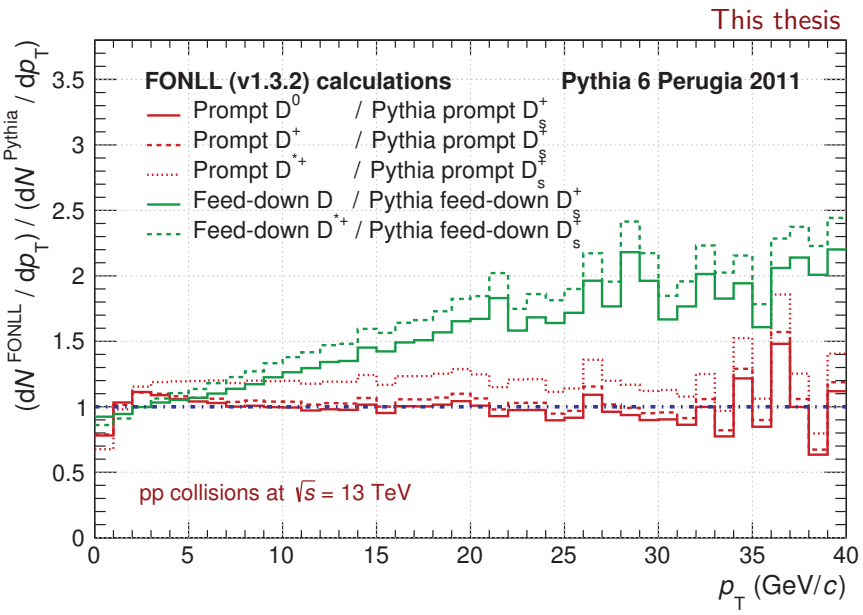

FIGURE V.18 – Rapport des sections efficaces de production des mésons D, prompts et non-prompts, FONLL à la distribution des D_s^+ générés par PYTHIA 6 Perugia 2011, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

La section efficace de mésons D_s^+ mesurée sera finalement dépendante du spectre en p_T choisi pour modéliser, lors du calcul de l'acceptance, la distribution de la production de D_s^+ générés *(i)* prompts, et *(ii)* non-prompts. Plusieurs combinaisons sont ici possibles. En plus du choix de référence (sections efficaces des D^0 prompts et des $B \to D$ calculés par FONLL), huit autres combinaisons sont considérées, classées relativement au choix de la fonction utilisée pour modéliser les D_s^+ non-prompts :

(i) Production des $B \to D$ par FONLL, associée à :

- production des D^0 prompts par FONLL ;
- production des D^+ prompts par FONLL ;
- production des D^{*+} prompts par FONLL.

(ii) Production des $B \to D^{*+}$ par FONLL, associée à :

- production des D^{*+} prompts par FONLL.

(iii) Production des $B \to D_s^+$ par PYTHIA 6, associée à :

- production des D_s^+ prompts par PYTHIA 6 ;
- production des D^0 prompts par FONLL ;
- production des D^+ prompts par FONLL ;

- production des D^{*+} prompts par FONLL.

Les sections efficaces de mésons D_s^+ mesurées grâce à ces huit combinaisons sont comparées à la section efficace de référence figure V.19, pour les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV. On remarque que, d'une prédiction FONLL pour la population prompte à une autre (cas *(i)* et *(ii)*), la section efficace mesurée ne change que modérément, de l'ordre de 0,4% au maximum pour l'intervalle de 2 à 4 GeV/c et de 0,1% passé 4 GeV/c, et ce quelle que soit la combinaison prompt/*feed-down* utilisée. Le choix de la prédiction FONLL a donc un impact négligeable sur la section efficace de production des mésons D_s^+. L'utilisation des termes d'acceptance calculés uniquement à partir de la production de D_s^+ par PYTHIA 6 Perugia 2011 (cas *(iii)*) crée le plus fort écart par rapport à la section efficace de référence, notamment à bas p_T où on observe une variation de 1,2%. Pour tenir compte de ce léger désaccord, une incertitude systématique de 1% sera appliquée pour l'intervalle de 2–4 GeV/c pour les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV et, de façon analogue, p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV.

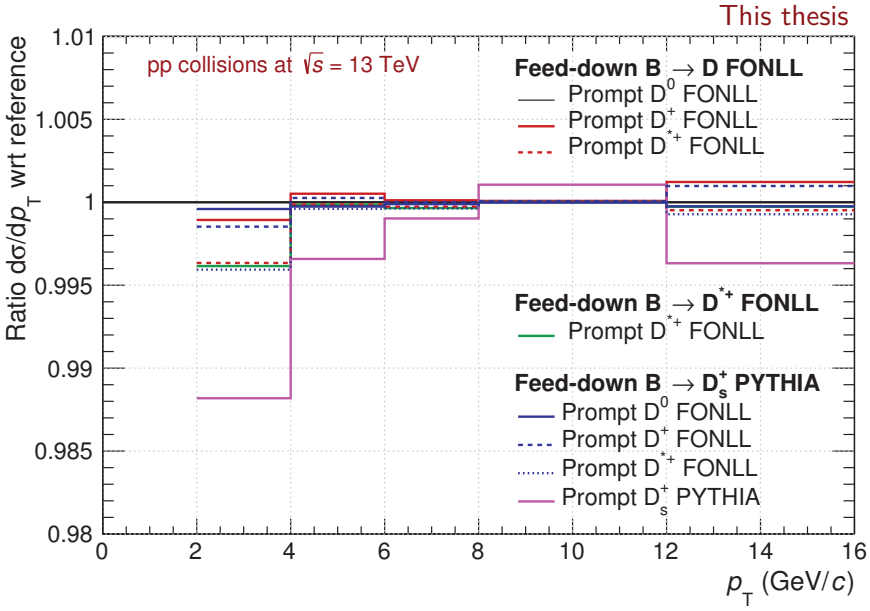

FIGURE V.19 – Sections efficaces expérimentales des mésons D_s^+ obtenues à partir de huit combinaisons de fonctions modélisant les D_s^+ générés, prompts et non-prompts, comparées à la section efficace de référence, pour les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV.

V.F-2 Multiplicité des événements (p–Pb)

L'efficacité de certaines variables topologiques, telles la distance de vol ou l'angle de pointage, dépend de la multiplicité en traces chargées de l'événement examiné, en cela qu'elles sont tributaires de la résolution sur la position du vertex d'interaction primaire. Or, plus un événement possède de traces chargées, plus aisé il est de reconstruire et contraindre la position du vertex primaire. C'est dans

l'intention de gommer les différences de multiplicités, observées dans les collisions p–Pb réelles et simulées, et donc les différences de performance des variables topologiques, que nous pondérons les efficacités de reconstruction et de sélections des mésons D_s^+ par des poids en multiplicité (voir sous-section IV.D-2).

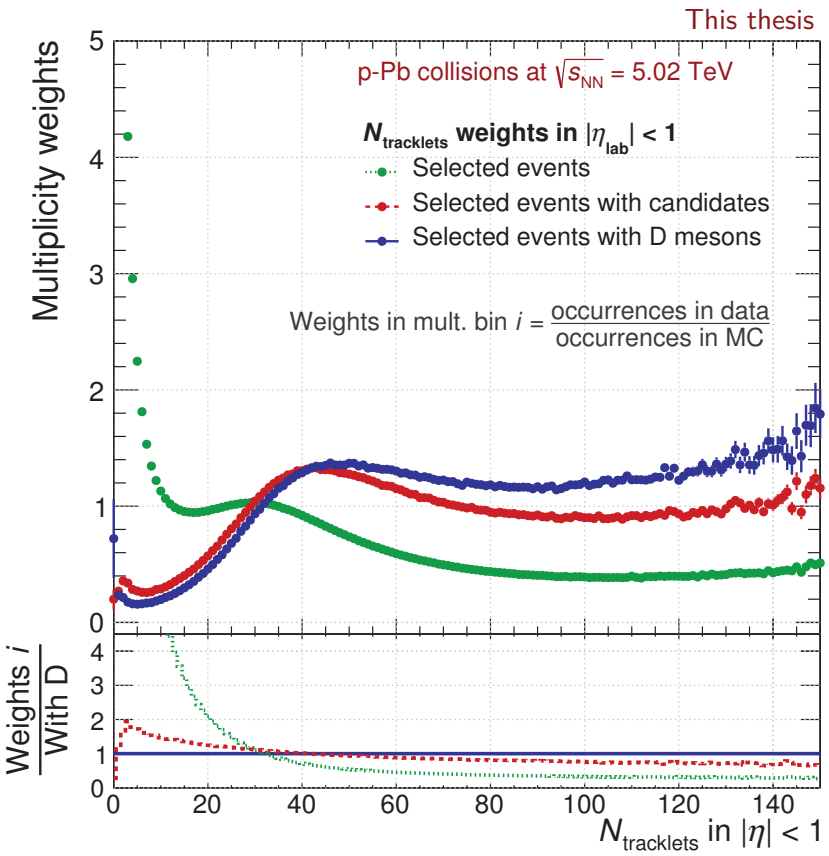

FIGURE V.20 – Poids en multiplicité pour diverses classes d'événements réels p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, en fonction du nombre de tracklets dans $|\eta_{lab}| < 1$: événements sélectionnés (vert), événements sélectionnés avec des candidats D (rouge), événements sélectionnés avec des mésons D (bleu). Voir texte.

Les poids en multiplicité sont définis comme le rapport « données/simulations » du nombre de tracklets[11] reconstruites — estimateur trivial de la multiplicité en trace chargées — dans $|\eta_{lab}| < 1$. Ces poids peuvent être évalués pour diverses classes d'événements :

- Tous les événements sélectionnés (IV.A-2) ;
- Les événements sélectionnés possédant un candidat D (typiquement, un D^0) passant aux travers des sélections topologiques et de PID de l'analyse, quelle que soit la masse invariante reconstruite ;

11. On rappelle qu'une tracklet est un segment de trace construit depuis les deux couches du SPD.

- Les événements sélectionnés possédant un candidat D (typiquement, un D^0) passant aux travers des sélections topologiques et de PID de l'analyse, dont la masse invariante reconstruite se situe dans ± 3 écarts-types autour de la moyenne du *Particle Data Group* [8], *id est* $S+B$ dans la zone du signal avec un rapport signal à bruit, S/B, variant de 0,1 à 1,7.

Le troisième item, événements possédant (potentiellement) un méson D, constitue le choix le plus naturel pour pondérer les efficacités de sélection des mésons D_s^+. Cette classe d'événements est donc utilisée comme classe de référence. Le deuxième type d'événement, événement avec un candidat D, pourrait également être choisi bien qu'il contienne en plus des vrais mésons D une forte proportion de candidats bruit de fond. Cet échantillon sera par conséquent utilisé pour estimer l'incertitude systématique provenant de la pondération en multiplicité de traces chargées. Finalement une pondération sur l'ensemble des événements sélectionnés semble biaisée, puisque les poids seraient construit à partir des données de biais minimum (majoritairement exempts de candidats D) et d'événements simulés enrichis en candidats D.

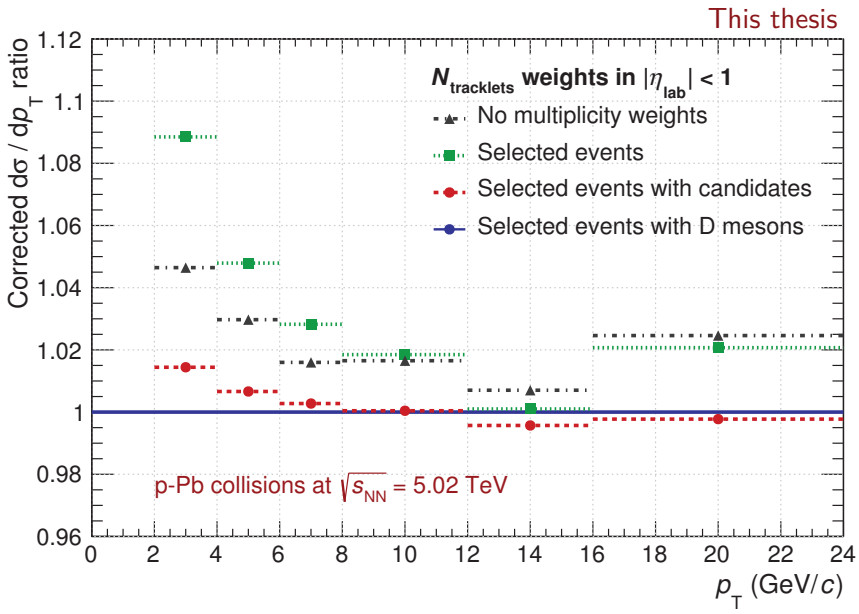

FIGURE V.21 – Comparaison des sections efficaces expérimentales des mésons D_s^+ dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, obtenues sans (noir) et avec poids en multiplicité construits sur trois classe d'événements : événements sélectionnés (vert), événements sélectionnés avec des candidats D (rouge), événements sélectionnés avec des mésons D (bleu).

Les poids en multiplicité sous différents choix de classe d'événements sont présentés figure V.20. L'impact de la pondération par la classe d'événements « événements sélectionnés avec des candidats » sur la section efficace de production des mésons D_s^+ est illustrée figure V.21 sous forme d'un rapport de cette section efficace vis-à-vis de celle de référence (« événements sélectionnés avec des mésons D »). À titre indicatif, les sections efficaces sans correction de multiplicité de traces

chargées et avec corrections sur la base de « tous les événements sélectionnés » sont également exposées. Ce dernier cas présente les plus fortes variations, jusqu'à 9%, mais n'est pas utilisé pour estimer les biais systématiques car, on l'a discuté, cette méthode n'est conceptuellement pas appropriée. Les incertitudes systématiques évaluées sont en effet bien plus modeste, de l'ordre du pourcent en-dessous 4 GeV/c et négligeable au-delà.

V.G Fraction prompte

La fraction prompte de mésons $\mathrm{D_s^+}$, détaillée section IV.E, possède elle aussi une incertitude systématique, survenant essentiellement du calcul du signal brut de mésons $\mathrm{D_s^+}$ issus de la désintégration de hadrons beaux $N^{\mathrm{D,brut}}_{\text{feed-down}}$ (Eq. IV.15). L'incertitude dominante sur l'évaluation de ce dernier provient de la prédiction de la section efficace de production des mésons beaux $(\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}p_\mathrm{T}\mathrm{d}y)^{\text{FONLL, pp}}_{\text{feed-down}}$ dans le cadre semi-analytique de FONLL [62, 159]. Dans le cas des collisions p–Pb, une incertitude supplémentaire intervient du fait de l'hypothèse faite sur le facteur de modification nucléaire des mésons $\mathrm{D_s^+}$ non-prompts, $R^{\text{feed-down}}_{\text{pPb}}$ (Eq. IV.16). L'incertitude systématique liée à la fraction prompte de mésons $\mathrm{D_s^+}$ est donc traitée différemment suivant le système de collision :

$$\begin{aligned} \sigma(f_{\text{prompt}})^{\text{pp}} &= \sigma(\text{FONLL})^{\text{pp}} \\ \sigma(f_{\text{prompt}})^{\text{p–Pb}} &= \sigma(\text{FONLL})^{\text{pp}} \oplus \sigma(R^{\text{feed-down}}_{\text{pPb}}) \end{aligned} \tag{V.7}$$

La contribution de la prédiction de FONLL à l'incertitude systématique de la fraction prompte sera discutée section V.G-1 ; la contribution de $R^{\text{feed-down}}_{\text{pPb}}$ sera exposée section V.G-2.

V.G-1 Incertitude sur les prédictions FONLL

Analysons donc, dans un premier temps, l'incertitude dominante sur la détermination de la fraction prompte de mésons $\mathrm{D_s^+}$: celle sur le calcul de la section efficace de production des mésons beaux $(\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}p_\mathrm{T}\mathrm{d}y)^{\text{FONLL, pp}}_{\text{feed-down}}$ par le modèle semi-analytique FONLL [62, 159]. Ce système théorique possède en effet une précision finie, où le développement perturbatif en α_s s'étend jusqu'à l'ordre *next-to-leading-order* et dont les corrections logarithmiques sont calculées à l'ordre *next-to-leading-logarithm* ; on parle de précision à NLO+NLL. Les incertitudes théoriques de FONLL émergent de la méconnaissance partielle de ses paramètres internes :

- La fonctions de distribution partonique CTEQ6.6 [55], utilisée comme entrée du modèle, aux incertitudes corrélées non-triviales.
- La masse m_b du quark beau. Le calcul FONLL est répété avec trois masses différentes $m_b = 4{,}5,\ 4{,}75,\ 5$ GeV/c^2 et l'enveloppe des résultats est utilisée pour déterminer les limites haute et basse de la prédiction.
- Les échelles de normalisation μ_R, dont dépend α_s, et de factorisation μ_F, dont dépendent les fonctions de distribution partonique et de fragmentation.

Ces deux échelles sont arbitrairement fixées à $\mu_R = \mu_F = \mu_0 = \sqrt{m_b^2 + p_{\mathrm{T},b}^2}$ pour calculer les valeurs centrales de la section efficace, et indépendamment variées à $\mu_0/2$ et $2\mu_0$ pour évaluer la dépendance de l'observable vis-à-vis de ces échelles [12]. L'enveloppe des différentes sections efficaces ainsi obtenues détermine l'incertitude théorique liée à la précision NLO+NLL.

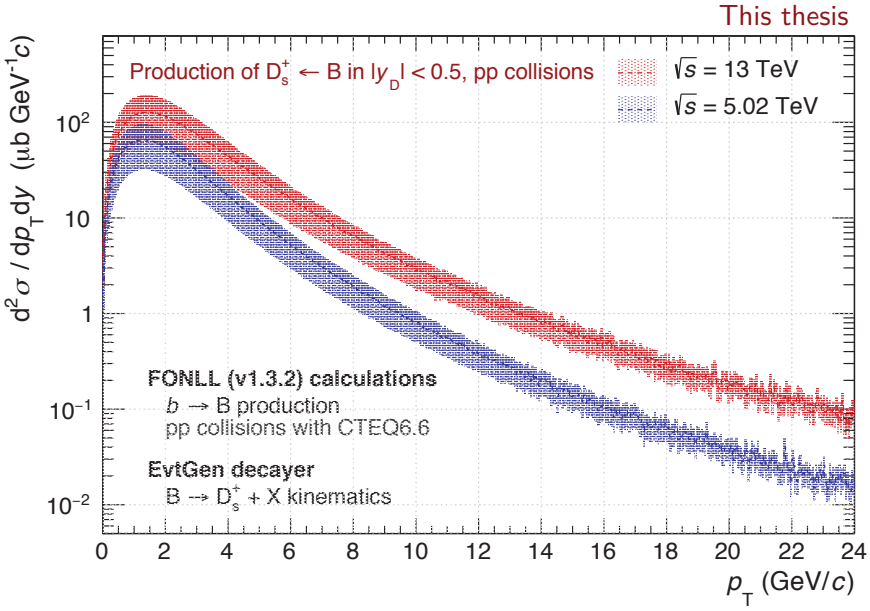

FIGURE V.22 – Sections efficaces de production des mésons D_s^+ issus des mésons beaux, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5{,}02$ et 13 TeV, calculées par FONLL [62, 159] et EVTGEN [168].

L'incertitude totale sur la prédiction de la section efficace de production des mésons B est finalement estimée par la somme quadratique des incertitudes des trois groupes de paramètres susmentionnés. Les sections efficaces de production des mésons D_s^+ issus des mésons beaux, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5{,}02$ et 13 TeV, sont visibles figure V.22. Les lignes pointillées représentent les valeurs centrales des prédictions $b \to$ B de FONLL dont la cinématique est modifiée par le code de désintégration EVTGEN [168] ; les bandes de couleur correspondent aux incertitudes asymétriques. Les incertitudes sont relativement importantes puisqu'elles s'échelonnent de 50% en-dessous de 2 GeV/c à 20% au-dessus de 18 GeV/c. En dernier lieu, l'incertitude systématique sur $(\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}p_\mathrm{T}\mathrm{d}y)^{\mathrm{FONLL,\ pp}}_{\text{feed-down}}$ est ajoutée en quadrature aux incertitudes systématiques des autres termes de l'équation IV.15, essentiellement puis propagée jusqu'à la formule de fraction prompte (équation IV.14). Dans le cas des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, les incertitudes systématiques de f_{prompt} varient alors de 4 à 7% en fonction de l'impulsion transverse (FIG. V.24, gauche). Les incertitudes supérieures sont systématiquement plus faibles que les incertitudes inférieures, pour un intervalle de p_T donné, de la même manière que les incertitudes sur le calcul semi-analytique. Pour ce qui est de la prédiction des collisions

12. Idéalement, si l'on était capable de sommer intégralement la série perturbative, les observables physiques ne devraient dépendre ni de μ_R ni de μ_F.

pp à $\sqrt{s}$ = 5,02 TeV, les incertitudes s'étalent de 3 à 6%. Ces dernières seront utilisées pour les collisions p–Pb, une fois combinées à l'incertitude sur le facteur de modification nucléaire des mésons $\mathrm{D_s^+}$ non-prompts.

V.G-2 Incertitude sur le facteur $R_{\mathrm{pPb}}^{\text{feed-down}}$

Dans le cas des collisions p–Pb, on a vu que la section efficace de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ non-prompts devait être modifiée par un terme $A \cdot R_{\mathrm{pPb}}^{\text{feed-down}}$ pour prendre en compte la modification de la distribution des partons au sein du noyau de plomb, par rapport au noyau de proton (équation IV.16). En particulier, on souhaite évaluer les conséquences des effets de *shadowing* à travers le facteur de modification nucléaire des mésons D non-prompts, $R_{\mathrm{pPb}}^{\text{feed-down}}$. Ce dernier n'a toutefois pas été mesuré expérimentalement, nous ne pouvons donc que subodorer sa valeur. Comme nous l'avons déjà évoqué section IV.E, une étude appuyée sur les fonctions de distribution partonique du noyau de plomb EPS09 [82] prétend que, quelle que soit l'amplitude du *shadowing*, le rapport $R_{\mathrm{pPb}}^{\text{feed-down}}/R_{\mathrm{pPb}}^{\text{prompt}}$ des mésons D est compris entre 1 et 1,2 en fonction de p_{T} (figure IV.24). Cela signifie que les hadrons beaux seraient également ou moins supprimés que les mésons charmés.

L'incertitude systématique liée à l'hypothèse sur la valeur de $R_{\mathrm{pPb}}^{\text{feed-down}}$, par défaut fixée à l'unité, est évaluée en faisant varier le rapport $R_{\mathrm{pPb}}^{\text{feed-down}}/R_{\mathrm{pPb}}^{\text{prompt}}$ entre 0,9 et 1,3 (de manière à englober les prédictions de EPS09, tout en restant conservatif). À chacune de ces valeurs, une fraction prompte est recalculée et une section efficace de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ $(\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y)_{\mathrm{pPb}}^{\text{prompt D}}$ est obtenue, pour finalement aboutir à un facteur de modification nucléaire dont nous rappelons la définition :

$$R_{\mathrm{pPb}}^{\text{prompt}} = \frac{1}{A} \cdot \frac{\left(\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y\right)_{\text{p–Pb, MB}}^{\text{prompt D}}}{\left(\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y\right)_{\text{pp, MB}}^{\text{prompt D}}} \tag{V.8}$$

où $(\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y)_{\mathrm{pp,MB}}^{\text{prompt D}}$ est la section efficace de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 5,02 TeV obtenue dans une analyse ALICE indépendante de ce travail de thèse [160].

La figure V.23 montre la variation relative de la fraction prompte de mésons $\mathrm{D_s^+}$ en fonction de l'hypothèse sur $R_{\mathrm{pPb}}^{\text{feed-down}}/R_{\mathrm{pPb}}^{\text{prompt}}$, pour les différents intervalles d'impulsion transverse considérés. La fraction prompte varie linéairement avec les hypothèses sur le rapport des facteurs de modification nucléaire. Plus ce rapport est petit, ou plus la beauté est produite dans des proportions amoindries par rapport au charme, plus f_{prompt} sera grand ; et inversement.

Les valeurs extrémales de la fraction prompte nous permettent d'évaluer les incertitudes systématiques sous-tendues par le terme $R_{\mathrm{pPb}}^{\text{feed-down}}$ de l'équation IV.16. Les incertitudes de f_{prompt} dues à l'hypothèse sur le facteur de modification nucléaire des mésons $\mathrm{D_s^+}$ non-prompts s'ordonnent de +0,8 (B) à +1,4% (A) pour les limites supérieures et de −2,2 (C) à −4,1% (D) pour les limites inférieures. Ces incertitudes sont ensuite ajoutées en quadrature aux incertitudes soulevées par les prédictions sur la section efficace des D ← B (discutées sous-section V.G-1), de

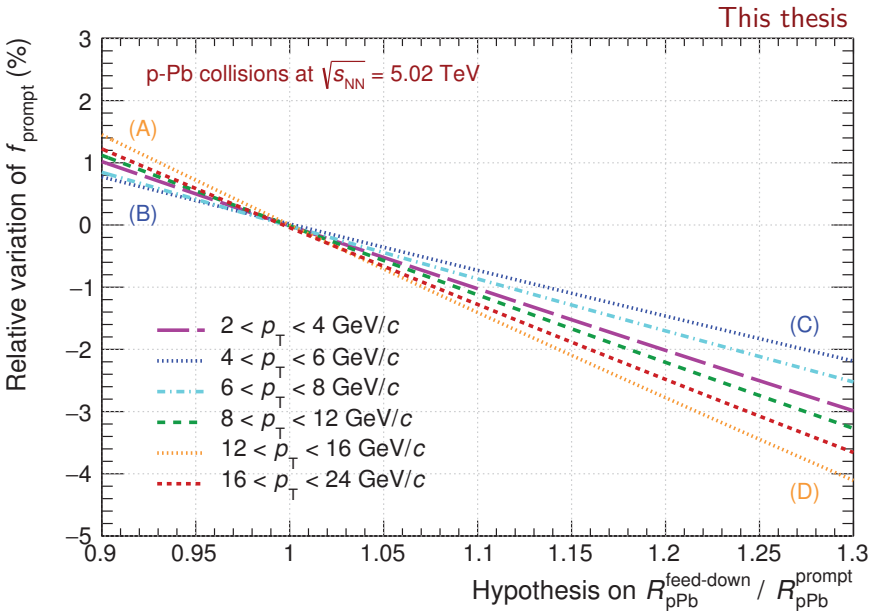

FIGURE V.23 – Variation relative de la fraction prompte de mésons D_s^+ en fonction de l'hypothèse sur $R_{pPb}^{feed\text{-}down}/R_{pPb}^{prompt}$, par intervalle de p_T, pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV.

sorte que :

$$\sigma(f_{prompt}) \;=\; \sigma(\text{FONLL})^{pp} \;\oplus\; \sigma(R_{pPb}^{feed\text{-}down}) \tag{V.9}$$

Les valeurs centrales et les incertitudes systématiques, totales et des différentes sources, de la fraction prompte de mésons D_s^+, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, sont présentées figure V.24 (droite). Les incertitudes totales basses s'étagent de -4 à -7% tandis que les hautes se distribuent de $+3$ à $+5\%$. Comme observé précédemment dans le cas des incertitudes liées aux prédictions sur la production des mésons D_s^+ non-prompts, les incertitudes sont légèrement asymétriques.

V.G-3 Recoupement par une méthode alternative

Une seconde méthode de détermination de la fraction prompte de mésons D_s^+ reconstruits — couramment appelée en interne méthode f_c — a été employée dans l'intention de recouper les valeurs de f_{prompt} obtenues jusqu'alors. Cette méthode est, contrairement à la méthode de référence (dénotée N_b), totalement basée sur des considérations théoriques. En plus de s'appuyer sur la section efficace de production des mésons D_s^+ provenant de la décroissance de mésons B, la section efficace de production des mésons D_s^+ prompts, issus de la fragmentation de quarks charmés, est utilisée. En partant du rapport des signaux bruts de mésons D_s^+ prompts et inclusifs, on a effectivement :

$$f_{\text{prompt}} = \frac{(\mathrm{d}^2 N_{\text{brut}}^{\text{prompt}}/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y)}{(\mathrm{d}^2 N_{\text{brut}}^{\text{inclusif}}/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y)} \tag{V.10}$$

$$= \left[1 + \left(\underbrace{\frac{R_{\text{pPb}}^{\text{feed-down}}}{R_{\text{pPb}}^{\text{prompt}}}}_{\text{p–Pb}} \text{ ou } \underbrace{1}_{\text{pp}} \right) \cdot \frac{\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y}\right)_{\text{feed-down}}^{\text{th.}} \cdot (\text{Acc} \times \text{Eff})_{\text{feed-down}}}{\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y}\right)_{\text{prompt}}^{\text{th.}} \cdot (\text{Acc} \times \text{Eff})_{\text{prompt}}} \right]^{-1}$$

Comme pour la méthode standard, les sections efficaces sont celles de FONLL, modifiées par EvtGen pour celle des mésons beaux pour le chaînage $\mathrm{B} \to \mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$. Pour les collisions p–Pb, le rapport $R_{\text{pPb}}^{\text{feed-down}}/R_{\text{pPb}}^{\text{prompt}}$ est à prendre en compte, ce dernier valant strictement 1 pour les collisions pp. Les incertitudes systématiques s'obtiennent de la même manière que précédemment et ont pour origine majoritaire les incertitudes théoriques FONLL (sous-section V.G-1) et le cas échéant les facteurs de modification nucléaire des $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$ prompts et non-prompts (sous-section V.G-2). La fraction prompte de mésons $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$ calculée par cette méthode alternative est comparée figure V.25 à celle de la méthode standard, pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV.

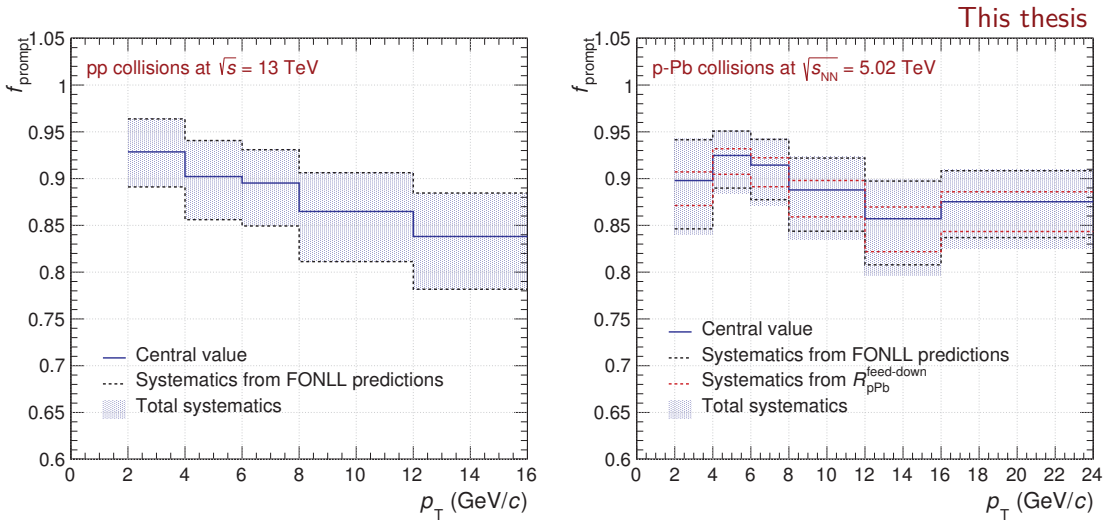

FIGURE V.24 – Fraction prompte de mésons $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$ avec ses incertitudes systématiques, provenant de la prédiction de la section efficace de mésons $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$ non-prompts, de l'hypothèse sur $R_{\text{pPb}}^{\text{feed-down}}$, et totales, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (gauche) et p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV (droite).

Bien que les deux méthodes soient compatibles, la méthode alternative possède dans le cas présent des incertitudes systématiques incomparablement plus importantes que la méthode standard. Cela vient du fait que les prédictions FONLL sur la section efficace de production des mésons $\mathrm{D}_{\mathrm{s}}^{+}$ prompts est très imprécise et possède notamment une incertitude inférieure de 100%. Il a cependant été vérifié avec les mésons D^0, D^+ et D^{*+}, aux sections efficaces prédites plus précisément

calculées par le modèle, que ces méthodes d'estimation de f_{prompt} étaient en accord. De manière générale, la méthode standard est plus précise que la méthode f_c car la section efficace de production des mésons B est mieux décrite par FONLL que celle des mésons D.

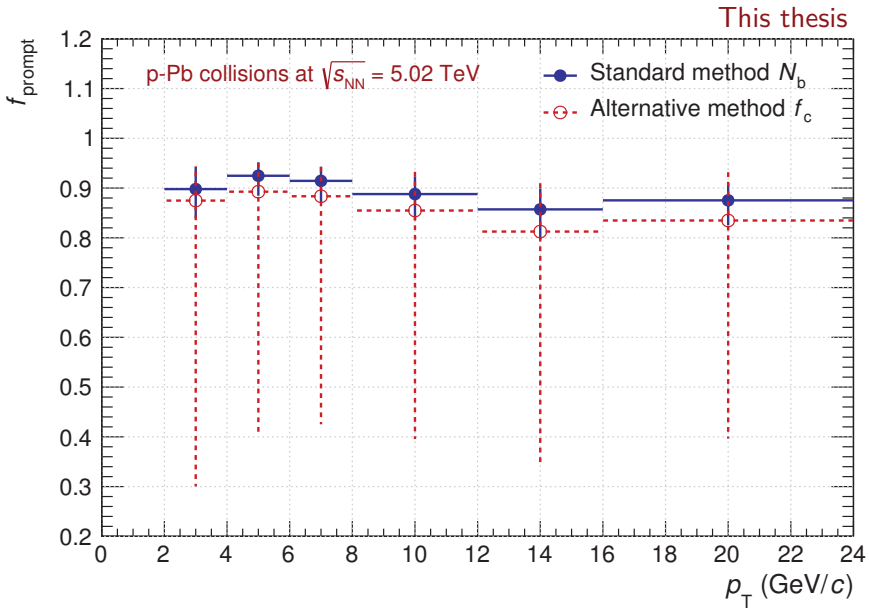

FIGURE V.25 – Fraction prompte de mésons D_s^+ d'après les méthodes standard (N_b) et alternative (f_c), dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV. Les barres verticales représentent les incertitudes systématiques.

V.H Récapitulatif des incertitudes systématiques

Les tableaux V.4 et V.5 résument les valeurs obtenues pour les différentes sources d'incertitudes systématiques sur la section efficace de production des mésons D_s^+, pour les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV respectivement. Les degrés de corrélation des sources d'incertitudes d'un intervalle d'impulsion transverse au suivant y sont reportés qualitativement. Les incertitudes systématiques liées aux sélections topologiques correspondent à celles évaluées par la méthode standard, et non celles de la méthode statistique, développées section V.C-1, d'ailleurs très similaires. Le calcul des incertitudes systématiques (non-corrélées et corrélées) totales repose sur une somme quadratique des sources individuelles, en considérant chacune des sources comme indépendante. L'amplitude des incertitudes statistiques est également listée, par intervalle d'impulsion transverse, pour comparaison.

	p_T (GeV/c)	2–4	4–6	6–8	8–12	12–16
(NC)	Extraction du signal (%)	9	2	2	2	4
(PC)	Sélections topologiques (%)	11	7	9	7	10
	Identification de particules (%)	3,5	3	3	2,5	2,5
	Fraction prompte supérieure (%)	4	4	4	5	5
	Fraction prompte inférieure (%)	4	5	5	6	7
	Spectre en p_T des simulations (%)	1	0	0	0	0
	Efficacité de la trajectographie (%)	5,5	6	6,5	7	7,5
	Incertitudes (NC)+(PC) totales (%)	16,2	10,7	12,3	11,5	14,3
(TC)	Rapport d'embranchement (%)	3,5				
	Luminosité intégrée (%)	5				
(NC)	Incertitudes statistiques (%)	12,7	9,6	10,4	12,3	24,2

Table V.4 – Incertitudes systématiques et statistiques sur la section efficace de production des mésons D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Le degré de corrélation entre intervalles d'impulsion transverse est donné pour chaque source d'incertitude : non corrélation (NC), corrélation partielle (PC) et corrélation totale (TC).

	p_T (GeV/c)	2–4	4–6	6–8	8–12	12–16	16–24
(NC)	Extraction du signal (%)	1	1	1	1	3	4
(PC)	Sélections topologiques (%)	5	3	3	7	7	7
	Identification de particules (%)	3,5	3,5	3	3	2,5	2
	Fraction prompte supérieure (%)	5	3	3	4	5	4
	Fraction prompte inférieure (%)	6	4	5	6	7	6
	Spectre en p_T des simulations (%)	1	0	0	0	0	0
	Correction en multiplicité (%)	1	0	0	0	0	0
	Efficacité de la trajectographie (%)	4	4	4	4	4	4
	Incertitudes (NC)+(PC) totales (%)	9	6,9	6,6	9,5	10,3	10
(TC)	Rapport d'embranchement (%)	3,5					
	Luminosité intégrée (%)	3,7					
(NC)	Incertitudes statistiques (%)	6,2	4,5	5,4	5,9	12,5	20,4

Table V.5 – Incertitudes systématiques et statistiques sur la section efficace de production des mésons D_s^+ dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. Le degré de corrélation entre intervalles d'impulsion transverse est donné pour chaque source d'incertitude : non corrélation (NC), corrélation partielle (PC) et corrélation totale (TC).

Chapitre VI

Résultats et discussion

VI.A Production des mésons D_s^+ dans les collisions pp . . . 192
VI.A-1 Section efficace différentielle de production . . . 192
VI.A-1.i Première comparaison à la théorie . . . 193
VI.A-1.ii Dépendance en énergie de collision . . . 197
VI.A-1.iii Abondance relative des mésons D_s^+ . . . 198
VI.A-1.iv Comparaison systématique aux générateurs d'événements . . . 204
VI.A-2 Section efficace intégrée en p_T et extrapolation . . . 207

VI.B Production des mésons D_s^+ dans les collisions p–Pb . . . 215
VI.B-1 Section efficace différentielle de production . . . 215
VI.B-1.i Comparaison à la mesure préexistante . . . 215
VI.B-1.ii Abondance relative des mésons D_s^+ . . . 216
VI.B-2 Section efficace intégrée en p_T et extrapolation . . . 217
VI.B-3 Facteur de modification nucléaire . . . 223
VI.B-3.i Comparaison à la mesure préexistante . . . 223
VI.B-3.ii Comparaison à la théorie . . . 226

VI.C Vers une nouvelle référence pour les collisions Pb–Pb . . . 229
VI.C-1 Motivation d'une nouvelle observable . . . 229
VI.C-2 Construction de l'observable S_{AA} . . . 231
VI.C-3 Renforcement des mésons D étranges . . . 235

Nous atteignons, avec ce chapitre, les résultats finaux de ce travail de thèse : les sections efficaces de production des mésons D_s^+, différentielles en impulsion transverse et à rapidité centrale, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. De celles-ci vont découler un ensemble d'observables plus différentielles. Les thématiques physiques, exploitables par ces mesures, étant différentes, les mesures dans les systèmes pp (VI.A) et p–Pb (VI.B) seront présentées et discutées séparément :

- **Les collisions pp** permettent d'interroger les éléments et mécanismes nécessaires à la production des mésons charmés ouverts. Cet objectif sera approché en comparant la section efficace de production des mésons D_s^+ avec les prédictions de calculs semi-analytiques et de modèles algorithmiques (VI.A-1.i) et par l'étude de sa dépendance à l'énergie de collision (VI.A-1.ii) et de l'abondance relative des différentes espèces de mésons D (VI.A-1.iii). Une évaluation de la section efficace de production totale de paires quark–antiquark charmés ($c\bar{c}$), à partir de l'extrapolation des mesures disponibles, sera également présentée (VI.A-2).
- **Les collisions p–Pb** permettent d'examiner les effets nucléaires froids dans les collisions p–Pb de biais minimum et de se questionner sur la présence d'éventuels effets nucléaires chauds. Cette étude sera menée via la mesure du facteur de modification nucléaire, R_{pPb}, basé sur la comparaison des sections efficaces de production des mésons D dans les collisions p–Pb et pp à la même énergie (VI.B-3). La mise en perspective de la production des mésons D_s^+ par rapport aux autres mésons D, dans les collisions p–Pb et pp, permettra d'investiguer une possible modification des mécanismes de hadronisation dans un environnement p–Pb à la densité d'énergie plus élevée (VI.B-1.ii). Enfin, nous étudierons la possibilité d'évaluer le facteur de modification nucléaire des mésons D dans les collisions Pb–Pb en utilisant comme référence le système p–Pb, plutôt que pp (VI.C).

VI.A Production des mésons D_s^+ dans les collisions pp

VI.A-1 Section efficace différentielle de production

La section efficace de production des mésons D_s^+, différentielle en impulsion transverse, $d^2\sigma/(dp_T dy)$, et mesurée à rapidité centrale $|y_{lab}| < 0{,}5$, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, est présentée figure VI.1. Elle est comparée, notamment en termes de précisions statistique et systématique, à la section efficace de production des mésons D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [77], dernière mesure du même type publiée à ce jour.

La section efficace de production à $\sqrt{s} = 13$ TeV, objet de ce travail de thèse, permet d'étendre l'étude de la production des mésons D_s^+ à une énergie de collision plus élevée, mais également de prolonger le domaine de mesure aux hauts p_T, jus-

qu'à 16 GeV/c. Les incertitudes statistiques relatives de la mesure à $\sqrt{s} = 13$ TeV s'échelonnent de 9,6% (4–6GeV/c) à 24,2% (intervalle de plus haut p_T), tandis que celles de la mesure à $\sqrt{s} = 7$ TeV s'organisent de 15,2 à 27,8%. Les incertitudes systématiques relatives de ce travail varient entre 11 et 16%, suivant l'intervalle en p_T considéré, et sont légèrement plus petites que celles de la mesure publiée à 7 TeV, approximativement constantes à 13%. Cette diminution des incertitudes systématiques est en fait corrélée à la réduction des incertitudes statistiques : une plus grande quantité de signal de méson D_s^+ permet des études systématiques plus différentielles et un affinement du protocole d'analyse. Le gain global en précision, principalement statistique, sur la section efficace de production des mésons D_s^+, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV par rapport à $\sqrt{s} = 7$ TeV, est déterminé par plusieurs facteurs :

- **L'énergie de collision plus élevée** devant mener à une production de mésons D_s^+ plus abondante. En s'appuyant sur la formule de Breakstone [152], reliant la multiplicité de particules produites à l'énergie de la collision (de la forme $\langle n \rangle = a + b \cdot \ln s + c \cdot \ln^2 s$ [1]), une augmentation relative de la section efficace de 45% est escomptée en passant de 7 à 13 TeV.

- **Le lot de données plus riche** de 43% pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV de 2016 ($\mathcal{L}_{\text{int}} = 8{,}6$ nb^{-1}) que pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV de 2010 ($\mathcal{L}_{\text{int}} = 6$ nb^{-1}). Ainsi, en envisageant une statistique de Poisson, la précision statistique sur la mesure de la section efficace devrait s'améliorer relativement de 16%.

VI.A-1.i Première comparaison à la théorie

La comparaison des sections efficaces de production des mésons D aux prédictions QCD existantes nous permet, dans un premier temps, de constater de l'avancée des calculs concernant la production des quarks lourds, en particulier des quarks charmés. Le méson D_s^+ ne déroge pas à cette règle.

On distingue typiquement deux types de prédictions, classées suivant la démarche de calcul utilisée et ayant deux philosophies bien différentes :

Calculs semi-analytiques. Comme nous l'avons vu dans la section II.B, il existe une variété d'approches théoriques permettant de calculer analytiquement, à partir de développements perturbatifs en puissance de α_s, la section efficace différentielle de production des quarks et mésons lourds. Les modèles FONLL [61, 62, 159] et GM-VFNS [60] représentent l'état de l'art des calculs pQCD sur ce sujet, conceptuellement similaire mais techniquement différents. Ils se basent tous deux sur le théorème de factorisation colinéaire, et ont poussé la précision de leurs calculs jusqu'à l'ordre NLO+NLL. Toutefois, il n'existe pas encore de prédictions concernant la production des mésons D_s^+, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, de la part de ces deux modèles.

1. Où $a = 0{,}8$, $b = 0{,}47$ et $c = 0{,}114$ pour les collisions inélastiques.

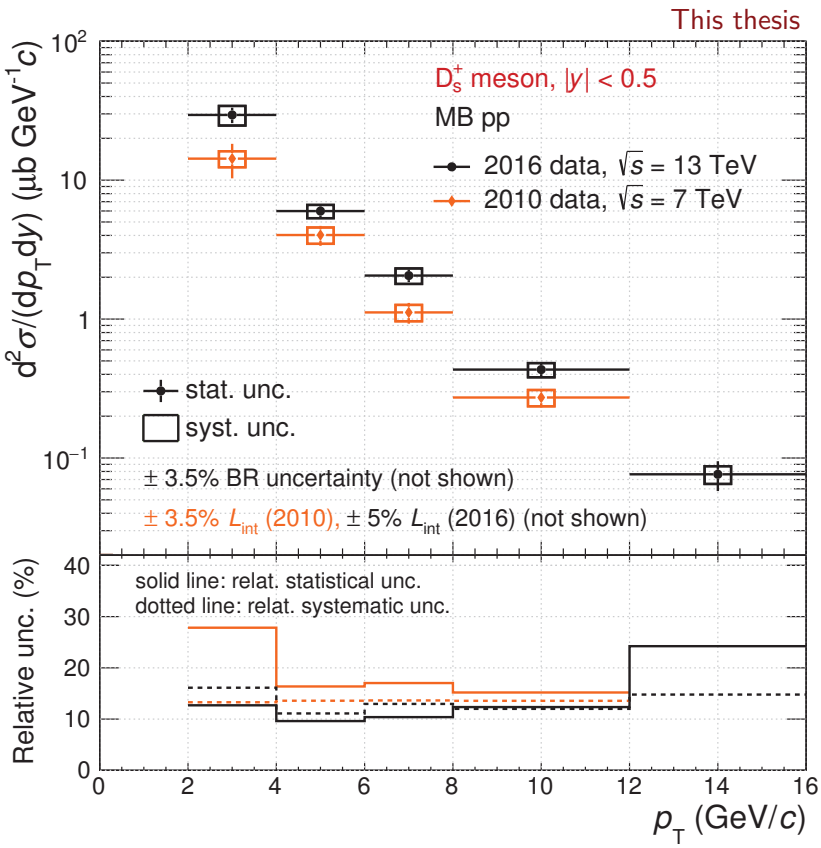

FIGURE VI.1 – Section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ à rapidité centrale $|y| < 0{,}5$, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (ce travail) et pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV ([77]).

Une approche théorique par ailleurs envisagée, est celle reposant sur le théorème de factorisation « en k_T » [63], plutôt que sur le théorème factorisation standard, prenant en compte l'impulsion transverse, k_T, non-nulle des partons avant la diffusion dure. Les fonctions de distributions gluoniques usuelles (intégrées en k_T) sont alors remplacées par des fonctions de distributions gluoniques non-intégrées (*unintegrated gluon distribution functions*, UGDF, dans la littérature anglo-saxonne). De récents calculs, proposés par Maciula et Szczurek [58], prédisent la section efficace de production des mésons D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV à l'ordre dominant du développement perturbatif en α_s (LO), tout en incluant une partie des termes correctifs à NLO. Parmi la variété des UGDF existantes, qui diffèrent d'ailleurs fortement d'une à l'autre, les auteurs s'appuient sur celles de Kimber-Martin-Ryskin [2] [179, 180] qui semblent les plus adaptées à l'étude de la production des mésons D aux énergies du LHC [3]. La frag-

2. Les UGDF sont construites à partir de PDF standards (intégrées en k_T). Ici, les fonctions de distributions gluoniques standards ont pour paramétrisation celle de MMHT2014-LO [178].

3. Toute autre UGDF sous-estime manifestement les mesures des sections efficaces de pro-

mentation des quarks lourds en mésons D est assurée par la fonction de fragmentation de Peterson [73]. Les incertitudes systématiques présentées ont pour origine :

- les fonctions de distributions partoniques (gluoniques) utilisées en entrée de la paramétrisation des UGDF ;
- les échelles de normalisation μ_R et de factorisation μ_F, initialement fixées à $\mu_0 = \sqrt{m_c^2 + p_{\mathrm{T},c}^2}$, variées indépendamment à $2\mu_0$ et $\mu_0/2$;
- la masse du quark charmé, supposée $m_c = 1{,}5$ GeV/c^2, prendra successivement les valeurs 1,2 et 1,8 GeV/c^2.

L'enveloppe de ces variations constitue l'incertitude sur la prédiction de factorisation en k_{T}.

Il est important de noter — c'est une différence fondamentale avec les générateurs d'événements Monte Carlo — que cette démarche analytique permet de décrire exclusivement la production des quarks et mésons lourds [4]. Les observables subsidiaires, attachées aux événements dans lesquels la production de quarks lourds s'inscrit, entre autres la multiplicité de particules chargées ou le taux de production des mésons pion, ne sont pas accessibles par ce type de calcul. De fait, de par le formalisme mathématique employé, la notion d'événement particulier est absente. En contrepartie, ces calculs spécialisés analytiques sont majoritairement plus précis (développement perturbatif en α_s à NLO) que ceux des générateurs d'événements de type Monte Carlo (développement perturbatif en α_s à l'ordre dominant).

Générateurs d'événements. Basés sur des méthodes Monte Carlo, les générateurs d'événements simulent l'ensemble d'une collision hadronique, des processus durs aux phénomènes sous-jacents (II.B-1.ii). Plus complets, en termes d'éventail d'observables, les générateurs Monte Carlo sont bien souvent moins précis, puisque l'amplitude des processus partoniques durs se limite à l'ordre dominant du développement en α_s (LO+LL), par l'intermédiaire des gerbes partoniques (*parton shower*). C'est par exemple le cas du générateur d'événements Pythia 6 [64], notamment utilisé dans les simulations qui ont été nécessaires pour réaliser les analyses de cette thèse (IV.A-3). Pour étudier précisément les observables sous-tendues par les diffusions inélastiques dures, telle la production des mésons D, des programmes Monte Carlo dédiés au développement de la gerbe partonique (initiée par un générateur d'événement) permettent d'améliorer la précision et la stabilité des calculs des processus durs à l'ordre NLO. Powheg [68, 69] et MC@NLO [66, 67] sont parmi les plus connus.

La section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ mesurée dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV a été comparée aux prédictions de Powheg

duction des mésons D dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [58].

4. Dans le cas de la factorisation en k_{T}, les corrélations en angle azimutal entre paires de mésons D peuvent également être étudiées (voir, par exemple, la figure 33 de [58]).

conjugué à PYTHIA v6.4.21 Perugia 2011 [154]. Les fonctions de distributions partoniques utilisent la paramétrisation CT10nlo [181]. Les incertitudes statistiques, dépendant uniquement du nombre d'événements générés, sont ici négligeables. Les incertitudes systématiques, elles, sont obtenues en faisant varier indépendamment les échelles de normalisation μ_R et factorisation μ_F de leur valeur centrale μ_0 entre $\mu_0/2$ et $2\mu_0$. À la différence des calculs semi-analytiques pQCD, et comme abordées sous-section V.G-1, les incertitudes systématiques issues de l'hypothèse sur la masse du quark charmé (ici fixée à $m_c = 1{,}5$ GeV/c^2) et sur les PDF utilisées ne sont pas prises en compte.

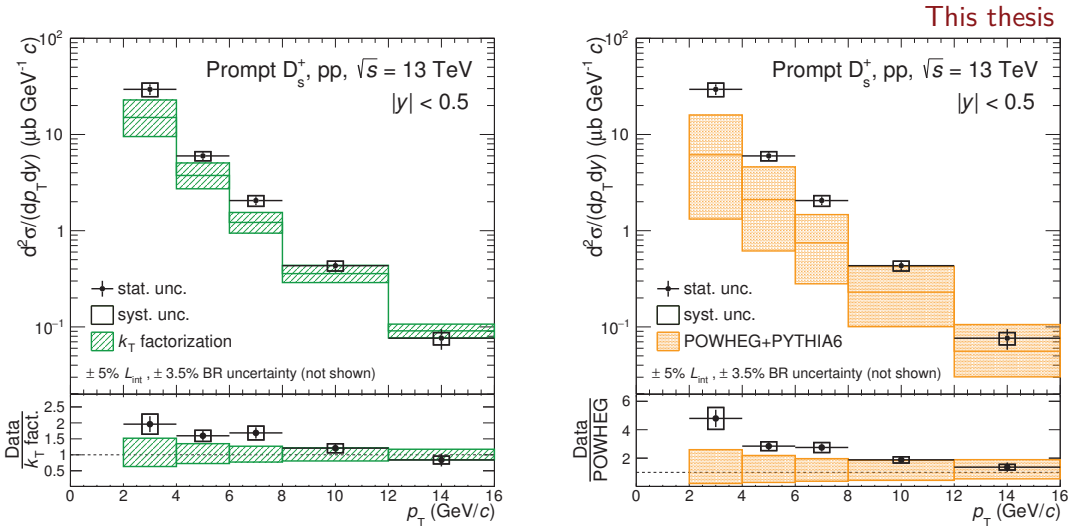

FIGURE VI.2 – Section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ à rapidité centrale $|y| < 0{,}5$, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, comparée aux prédictions pQCD de factorisation en k_T [63] (gauche) et POWHEG [68, 69] allié à PYTHIA 6 [154] (droite).

Les deux types de prédictions présentées ci-dessus, *(i)* calcul semi-analytique par la factorisation en k_T, et *(ii)* générateur d'événements Monte Carlo POWHEG allié à PYTHIA 6, sous-estiment la mesure de la section efficace différentielle de production des mésons D_s^+, à rapidité centrale $|y_{lab}| < 0{,}5$, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (figure VI.2). En-dessous de 8 GeV/c, la prédiction de l'approche analytique est jusqu'à 2 fois plus faible que la mesure. Ce comportement fut déjà remarqué dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV (figure 7 de [77]) bien qu'il soit désormais moins prononcé. La prédiction de l'approche algorithmique, aux incertitudes systématiques plus conséquentes, sous-évalue la section efficace de production des mésons D_s^+ d'un facteur 2 à 5 suivant l'intervalle d'impulsion transverse considéré. Outre l'amplitude des prédictions, la forme des distributions semble différer également de la mesure. En effet, le rapport de la mesure sur la prédiction présente une légère pente, décroissante avec l'augmentation de p_T, plus marquée pour POWHEG + PYTHIA 6 que pour la factorisation en k_T.

La mesure expérimentale de la section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ est plus précise que les prédictions. C'est en fait une caractéristique de ce type d'observable pour les mésons D [76, 77, 79]. Une telle mesure permet d'avoir une première évaluation du pouvoir prédictif global des calculs. Par exemple, ce type de mesure dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV a permis de valider et d'exclure certaines paramétrisations de UGDF, à l'aide du modèle de factorisation en k_T [58]. Cependant, une telle mesure ne permet pas à elle seule de contraindre intégralement les modèles. Les divers paramètres libres de ces derniers influeront sur l'amplitude et la forme des sections efficaces différentielles prédites mais pas (ou peu) sur l'ampleur de leurs incertitudes. Plus particulièrement, pour les approches semi-analytiques, telle la factorisation en k_T, les incertitudes sur les échelles de renormalisation et de factorisation — qui dominent généralement les autres incertitudes (masse du quark charmé et PDF) — n'ont pas de justifications à être réduites sur la base d'une section efficace différentielle. Il est alors nécessaire d'étudier des observables plus différentielles, pour lesquelles les incertitudes des modèles seraient moins prégnantes. À cet égard, une approche consiste à étudier l'abondance relative des mésons D_s^+ par rapport aux autres espèces de mésons D à différentes énergies et entre espèces ; c'est ce que nous allons étudier dans les sous-sections VI.A-1.ii et VI.A-1.iii respectivement. À propos des modèles algorithmiques, comme Powheg et Pythia, les paramètres libres, bien plus importants en nombre que pour les modèles semi-analytiques, réclament d'être ajustés pour imiter au mieux les mesures expérimentales. Ce point sera discuté plus en détail dans la partie VI.A-1.iv.

VI.A-1.ii Dépendance en énergie de collision

Les sections efficaces différentielle de production des mésons D_s^+ des collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ et 13 TeV sont comparées figure VI.3. L'intervalle d'impulsion transverse considéré est imposé par la mesure à 7 TeV. Toutes les incertitudes systématiques des mesures des deux énergies sont indépendantes, exceptées les incertitudes totalement corrélées sur le rapport d'embranchement et les incertitudes partiellement corrélées sur la fraction prompte de mésons D_s^+, dominées par les incertitudes des prédictions FONLL (V.G-1). Pour ne pas sous-estimer les incertitudes liées aux facteurs f_{prompt} — quitte à les surestimer quelque peu — l'incertitude systématique relative la plus large, entre celle à 7 et celle à 13 TeV, est assignée comme incertitude systématique sur le rapport des deux sections efficaces. Les incertitudes sur le rapport d'embranchement du $D_s^+ \to \pi^+[\phi(1020) \to K^+K^-]$ sont totalement corrélées entre les deux énergies et se suppriment en conséquence. Le niveau de corrélation entre les différentes sources d'incertitude systématique expérimentale et théorique est résumé Tab. VI.1. L'augmentation entre 7 et 13 TeV de la section efficace de production des mésons D_s^+ semble constante au regard de l'impulsion transverse. Un ajustement du rapport des sections efficaces de production par une fonction constante suivant p_T évalue le facteur de l'augmentation à $1{,}64 \pm 0{,}17$.

De surcroît, le rapport $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}(13\ \mathrm{TeV})/\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}(7\ \mathrm{TeV})$ est comparé au calcul de factorisation en k_{T} et aux simulations Monte Carlo de POWHEG conjugué à PYTHIA 6, introduits sous-section VI.A-1.i. Notons que les incertitudes de la prédiction du calcul semi-analytique correspondent, ici, aux incertitudes relatives minimales des prédictions des sections efficaces différentielles à $\sqrt{s} = 7$ et 13 TeV, considérées indépendamment. N'ayant pas accès aux détails des incertitudes (non-corrélées) du calcul, ce type d'incertitudes a été construit spécialement pour ce travail et sur-évalue très probablement les incertitudes réelles sur le rapport. Dans le cas de simulations, les incertitudes non-corrélées, propagées dans le calcul du rapport 7 sur 13 TeV, sont celles des PDF. L'approche de factorisation en k_{T} prédit une augmentation de la section efficace de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ d'un facteur 2–2,5, en passant d'une énergie de collision pp dans le centre de masse de 7 à 13 TeV, supérieure à l'observation expérimentale. L'approche algorithmique semble, du moins qualitativement, plus en accord avec la mesure. Ces assertions ne sont toutefois pas fermes, en raison des incertitudes relativement importantes des mesures et des modèles.

Le rapport de production d'une espèce de méson D entre deux énergies de collision permet de réduire les incertitudes des modèles pQCD, en comparaison des sections efficaces différentielles. Certaines sources d'incertitude sont *a priori* indépendantes de l'énergie de collision et, étant alors complètement corrélées, s'annule dans la construction des rapports. C'est par exemple le cas pour les incertitudes sur la masse des quarks lourds, les fonctions de fragmentation et les rapports d'embranchement. Les échelles de normalisation et de factorisation ne dépendent pas de l'énergie de collision et sont donc fortement corrélées [159]. Finalement, les incertitudes dominantes sont celles des PDF, en particulier celles des gluons de petits x_{B} aux énergies du LHC, d'où la sensibilité des prédictions aux fonctions de distributions gluoniques. Pour gagner plus encore en sensibilité sur les PDF, il est suggéré de mesurer expérimentalement ces rapports entre énergies en fonction de la rapidité [159]. Un premier effort vers les études en fonction de la rapidité a été mené en combinant les mesures de sections efficaces de production des $\mathrm{D^0}$ à rapidité centrale ($|y| < 0{,}5$) par ALICE [77] et celles des rapidités avants de LHCb ($2 < y < 2{,}5$, $3 < y < 3{,}5$ et $4 < y < 4{,}5$) [81], pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Cette étude devra se poursuivre pour le système pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Mentionnons que la dépendance en énergie de collision de la production des mésons $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$, incluant l'énergie de collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, a également fait l'objet de mesures préliminaires sur un lot d'événement plus restreint que celui présenté dans ce manuscrit [177].

VI.A-1.iii Abondance relative des mésons $\mathrm{D_s^+}$

La section efficace différentielle de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV est mise en balance, sous forme de rapports de production, de celles des autres espèces de mésons D mesurées, soit les $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$ (figure VI.4). De cette façon, les PDF initiales et les diffusions partoniques dures étant identiques pour tous les mésons D, et se compensant donc en partie, les rapports de production

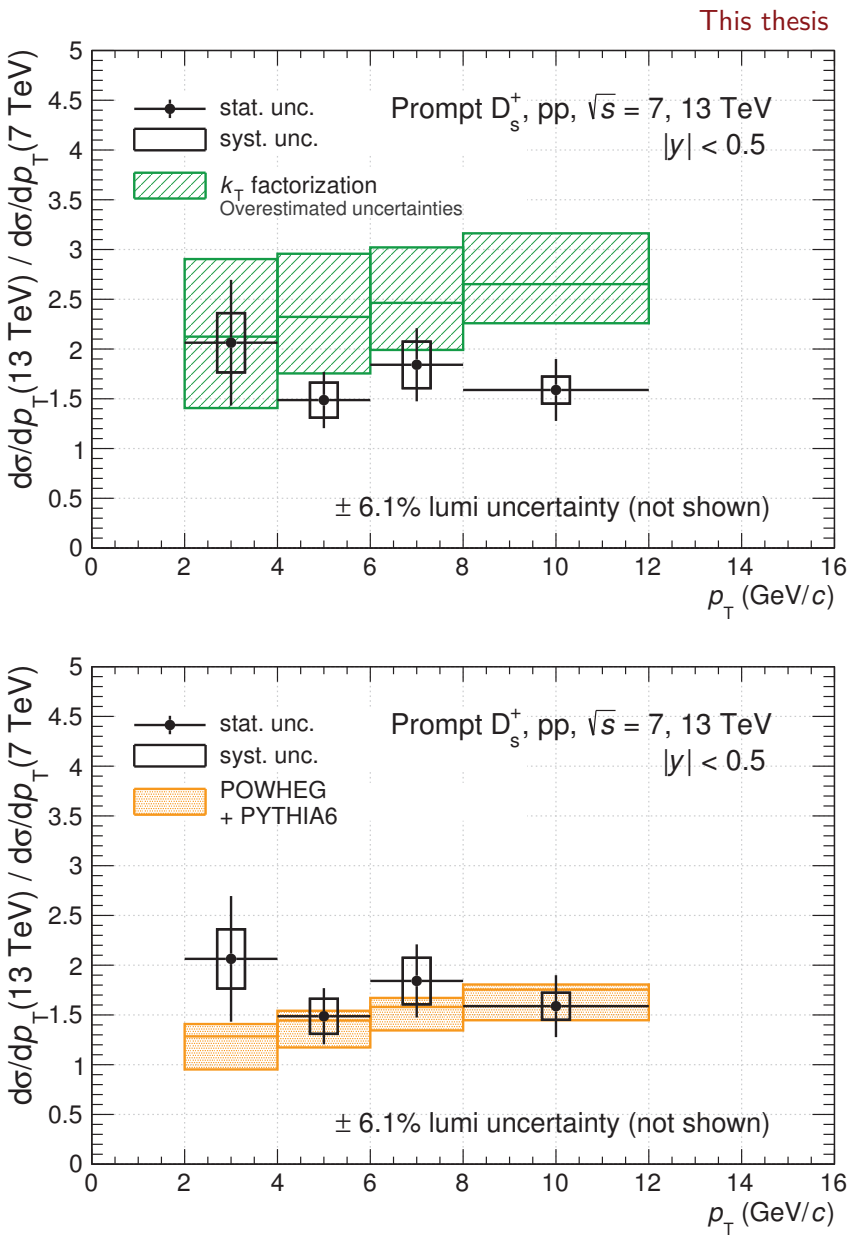

FIGURE VI.3 – Rapport des sections efficaces différentielle de production des mésons D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (ce travail) et $\sqrt{s} = 7$ TeV ([77]), comparé à un modèle de factorisation en k_T (haut) et PYTHIA 6 + POWHEG (bas). Les corrélations entre les différentes sources d'incertitude systématique expérimentale et théorique sont résumées TAB. VI.1.

deviennent principalement sensibles aux fonctions de fragmentation. On distingue ici trois types d'incertitudes systématiques expérimentales :

- *Les incertitudes non-corrélées entre espèces*, regroupant les incertitudes sur l'extraction du signal, l'efficacité des sélections topologiques, la forme des spectres en p_{T} dans les simulations et les rapports d'embranchement. Celles-ci sont ajoutées en quadrature, comme des sources d'incertitudes indépendantes.
- *Les incertitudes complètement corrélées*, qui rassemblent les sources d'incertitudes communes aux quatre mésons : la trajectographie, l'identification des particules et la luminosité intégrée. Ces incertitudes se compensent et n'apparaissent donc plus dans le rapport des sections efficaces.
- *Les incertitudes partiellement corrélées*, comprenant l'incertitude sur la fraction prompte. L'incertitude sur f_{prompt} du rapport des sections efficaces entre deux espèces de mésons D est évaluée de la même manière que pour le rapport des sections efficaces à deux énergies différentes (VI.A-1.ii) : comme l'incertitude systématique relative la plus large des deux mesures. Cette incertitude est potentiellement légèrement surévaluée.

Le niveau de corrélation des sources d'incertitude systématique est résumé dans le tableau VI.1. Les intervalles en impulsion transverse ont été déterminés par ceux de la mesure du méson $\mathrm{D_s^+}$.

Les rapports des sections efficaces différentielles des mésons $\mathrm{D_s^+}$ à celles des mésons $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$ ne dépendent pas significativement de l'impulsion transverse. Un ajustement de ces spectres par un polynôme d'ordre 0, fournit les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}(\mathrm{D_s^+})/\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}(\mathrm{D^0}) &= (22{,}4 \pm 1{,}4)\% \\ \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}(\mathrm{D_s^+})/\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}(\mathrm{D^+}) &= (49{,}7 \pm 2{,}9)\% \\ \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}(\mathrm{D_s^+})/\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}(\mathrm{D^{*+}}) &= (41{,}3 \pm 2{,}5)\% \end{aligned} \tag{VI.1}$$

Ces indépendances au regard de l'impulsion transverse suggèrent une faible différence entre les fonctions de fragmentation *(i)* des mésons D étranges et non-étranges, et *(ii)* des mésons D pseudo-scalaires [5] ($\mathrm{D_s^+}$, $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$) et vecteurs [6] ($\mathrm{D^{*+}}$). De plus, l'indépendance des rapports des sections efficaces inter-espèce de mésons D d'une énergie de collision pp à une autre — de $\sqrt{s} = 7$ à 13 TeV— met en lumière le caractère universel des fonctions de fragmentation, avec une bonne approximation. La mesure préliminaire des rapports inter-espèce pour les mésons D non-étranges, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ et 13 TeV, mais avec un lot de données plus restreint dans ce dernier cas, confirme les résultats présentés ci-dessus [77, 177].

Les rapports des prédictions ont été calculées en supposant leurs incertitudes

5. Un méson pseudo-scalaire possède un spin total nul et une parité impaire.

6. Un méson vecteur possède un spin total égal à 1 et une parité impaire. À noter qu'il est implicitement supposé dans ALICE que le $\mathrm{D^{*+}}$ n'est pas polarisé, ce qui pourrait pourtant avoir un impact (de 5 à 10% entre 1 et 2 GeV/c) sur les facteurs d'acceptance et d'efficacité de reconstruction de ce méson [182].

complètement corrélées d'une espèce de méson D à l'autre. Cette hypothèse est légitime pour des collisions d'énergies similaires, usant des mêmes PDF et des mêmes masses des quarks lourds. De cette manière les incertitudes des modèles sur les rapports sont (quasi) entièrement supprimées, si bien que les incertitudes expérimentales sont maintenant dominantes. La factorisation en k_T et PYTHIA 6 utilisent des fonctions de fragmentation différentes : la première approche tire avantage de la paramétrisation de Peterson [73], tandis que PYTHIA 6 exploite le modèle de Lund de fragmentation de cordes [75] (II.B-1.iii). Le calcul semi-analytique ne spécifie pas les abondances relatives des différentes espèces de mésons D, toutefois les fractions de fragmentation des quarks charmés en mésons D, $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D})$, sont extraites des données expérimentales, typiquement du LEP [3].

Tout comme les mesures expérimentales, les fonctions de fragmentation des modèles sont très faiblement dépendantes de l'impulsion transverse du méson D. En réalité, pour la factorisation en k_T, le modèle utilisé de transfert d'énergie du quark charmé vers une espèce de méson D est identique pour les mésons D^0, D^+, D^{*+} et D_s^+ ; les rapports attendus devaient donc être constants. Néanmoins, la paramétrisation des paramètres libres est apte à reproduire les observations expérimentales. Dans le cas du modèle de Lund, la probabilité de création de paire de quark–antiquark est proportionnelle à la masse et à l'impulsion transverse des quarks générés. On pourrait donc anticiper une dépendance en p_T des fonctions de fragmentation des mésons D, notamment du méson D_s^+ ($c\bar{s}$) par rapport aux mésons D non-étranges ($c\bar{u}$ ou $c\bar{d}$), apparemment faible au vu des résultats de PYTHIA 6 Perugia 2011. La paramétrisation du modèle de Lund, telle qu'implémentée dans le générateur d'événement, semble sous-évaluer les rapports de sections efficaces observés dans les collisions pp aux énergies du LHC. Cette dernière constatation va dans le sens de ce qui est usuellement observé avec PYTHIA 6 pour les particules étranges dans les collisions pp ($\Xi^\pm$ à $\sqrt{s} = 0{,}9$ TeV [183] et $\Xi^\pm$ et $\Omega^\pm$ à $\sqrt{s} = 7$ TeV [184]).

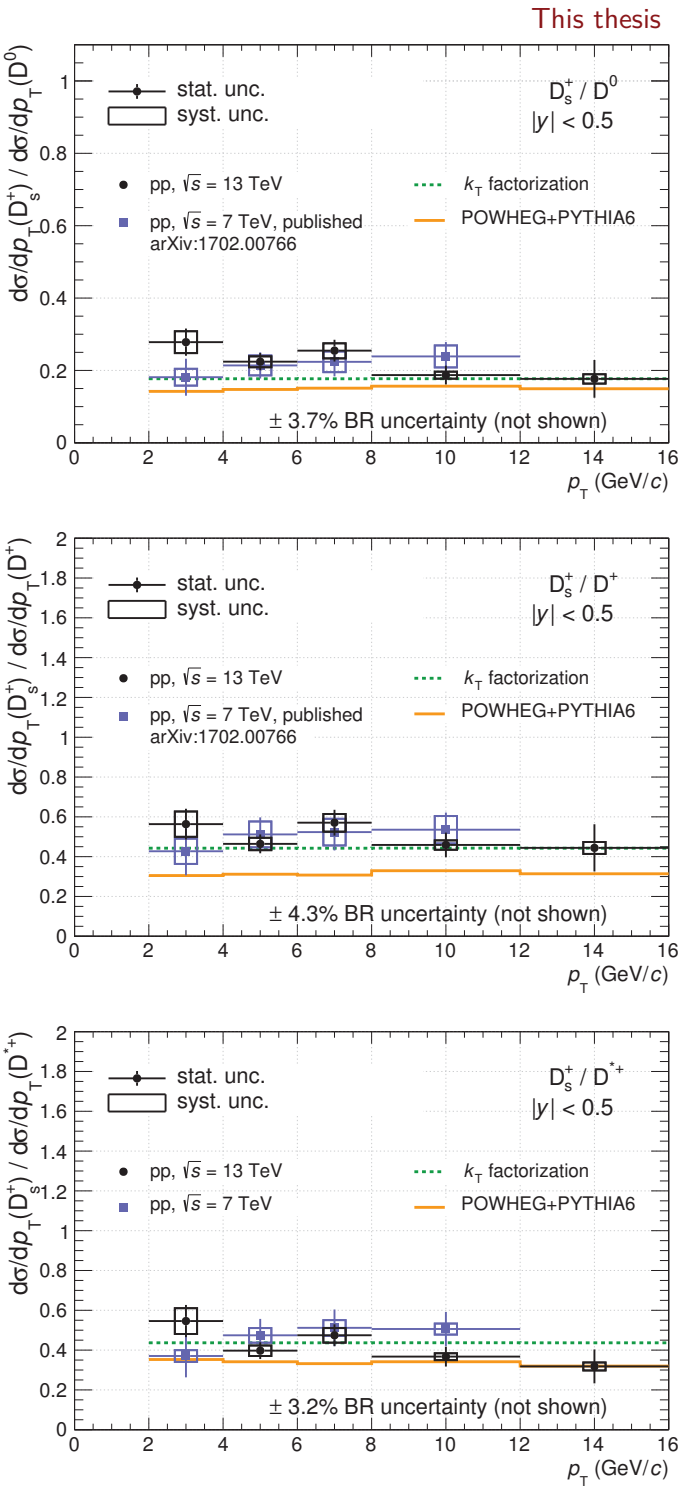

FIGURE VI.4 – Rapports des sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ et D^0 (haut), D_s^+ et D^+ (milieu), D_s^+ et D^{*+} (bas) dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (ce travail) et $\sqrt{s} = 7$ TeV ([77]), comparés aux modèles de factorisation en k_T et de POWHEG + PYTHIA 6. Les corrélations entre les différentes sources d'incertitude systématique expérimentale et théorique sont résumées Tab. VI.1.

		(i) Corrélation entre énergies de collision			*(ii)* Corrélation inter-espèce		
	Source d'incertitude	NC	PC	TC	NC	PC	TC
← *Expérience* →	Extraction du signal	✔			✔		
	Sélections topologiques	✔			✔		
	Identification de particules	✔					✔
	Fraction prompte		✔			✔	
	Corrections des simulations	✔			✔		
	Efficacité de la trajectographie	✔					✔
	Rapport d'embranchement			✔	✔		
	Luminosité intégrée	✔					✔
← *Théorie* →	Échelles μ_R et μ_F			✔			✔
	PDF		✔				✔
	Masse des quarks lourds			✔			✔
	Fonction de fragmentation			✔			✔

TABLE VI.1 – Degré de corrélation, non corrélée (NC), partiellement corrélée (PC) et totalement corrélée (TC) des incertitudes systématiques expérimentales et théoriques *(i)* entre différentes énergie de collision et *(ii)* entre différentes espèces de mésons D.

VI.A-1.iv Comparaison systématique aux générateurs d'événements

En physique des particules, aux énergies du LHC, une fraction appréciable de notre compréhension des phénomènes physiques procède de la comparaison des mesures expérimentales aux ingrédients phénoménologiques des générateurs d'événements Monte Carlo [7]. Du reste, le pouvoir de découverte des expériences dépend parfois de la capacité des simulations Monte Carlo à modéliser le bruit de fond QCD associé à une observable physique (par exemple, une incertitude systématique dominante sur la mesure de la masse du quark top provient de processus QCD non-perturbatifs mal contraints [186, 187]). Un objectif affiché de la communauté est donc de contribuer, par l'apport de mesures de référence, au réglage (*tuning*) des générateurs d'événements. À cet égard, depuis le début du *run* 2, un effort est réalisé dans la collaboration ALICE pour permettre une comparaison systématisée des mesures avec les générateurs d'événements, notamment à l'aide de l'environnement informatique Rivet.

Le logiciel Rivet [188] offre un cadre d'analyse (`C++`), dédié aux analyses Monte Carlo, permettant de comparer les mesures à tout générateur Monte Carlo, pour peu qu'il puisse fournir les événements générés dans le format HepMC [189]. Ce logiciel est probablement le plus répandu à l'heure actuelle pour les comparaisons des mesures avec les modèles, et ainsi participe au développement de ces derniers. Rivet est largement employé pour les comparaisons systématisées dans les collisions pp et tend à se développer pour les systèmes d'ions lourds, p–Pb et Pb–Pb [8]. Dans le cadre de cette thèse, l'adaptation en langage Rivet des analyses de mesure des sections efficaces des mésons D^0, D^+, D^{*+} et D_s^+, dans les collisions pp (quelle que soit leur énergie), a été développée.

Une quantité de 180×10^6 d'événements pp de biais minimum à $\sqrt{s} = 13$ TeV ont été simulés avec les générateurs Monte Carlo Pythia v6.4.21 Perugia 2011 [64, 154], Pythia v8.230 Monash 2013 [65, 191], et Herwig v7.1.2 UE-MMHT [192, 193]. Les processus dures dans ces trois générateurs sont calculés à partir d'éléments de matrice évalués au premier ordre du développement perturbatif en α_s. La principale amélioration de Pythia 8 vis-à-vis de Pythia 6 vient du traitement des interactions partoniques multiples (MPI), où les quarks lourds peuvent être produits dans des processus $2 \to 2$ secondaires, et des scénarios de reconnexion de couleurs (II.B-1.iii). Les générateurs Pythia 8 et Herwig 7 se distinguent, entre autres, par leur modèle de hadronisation : le premier s'inspire du modèle de Lund de fragmentation de cordes, lorsque le second se base sur un schéma de hadronisation par agrégats (*clusters*). Chaque générateur adopte une paramétri-

7. Par exemple, dans le domaine des saveurs lourdes, les processus sous-jacents à la production de quarks lourds ont été investigués, en partie, par la comparaison des taux de production des mésons D et B, mesurés par ALICE en fonction de la multiplicité en particules chargées, avec Pythia 8 [185].

8. Bien que tout générateur de collisions d'ions lourds, interfacé via HepMC, puisse être examiné, les mesures dans ces systèmes apportent la difficulté supplémentaire de la transcription des observables typiquement A–A dans l'analyse A–A des simulations (par exemple la centralité des événements, ou les rapports entre systèmes A–A/pp) [190].

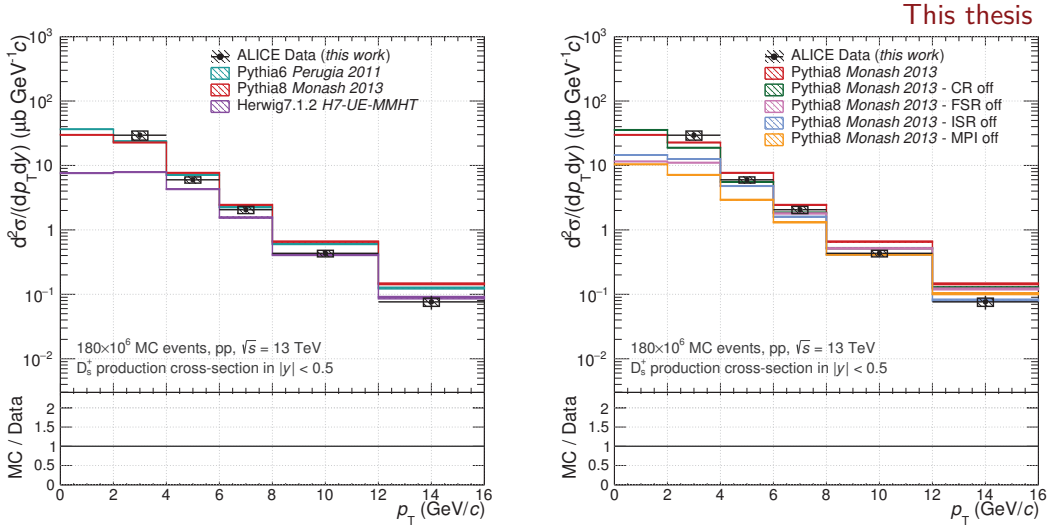

FIGURE VI.5 – Section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ à rapidité centrale $|y| < 0{,}5$, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, comparés à différents générateurs d'événements. Gauche : Comparaison à PYTHIA 6 [64, 154], PYTHIA 8 [65, 191] et HERWIG 7 [192, 193]. Droite : Comparaison à différentes configurations de PYTHIA 8 Monash 2013 : configuration standard, puis sans reconnexion de couleurs (*CR off*), sans interactions partoniques multiples (*MPI off*), et sans radiations initiales et finales de gluons (*ISR off* et *FSR off*).

sation distincte pour les PDF, quoique toutes évaluées à l'ordre dominant [9]. Les incertitudes systématiques — dérivées du choix des échelles de normalisation et de factorisation — ne sont pas évaluées. Ici, seules les valeurs centrales de la prédiction comptent pour la comparaison des mesures et des générateurs puis, plus tard, pour leur réglage. Les incertitudes statistiques sont minimes au regard des incertitudes de mesure.

Les deux versions de PYTHIA fournissent des sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ similaires entre elles, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (figure VI.5, gauche). Elles se distinguent de la prédiction du générateur HERWIG 7. Les trois générateurs prévoient des pentes relativement semblables au-dessus de 4 GeV/c, qui n'imitent toutefois pas celle observée dans les mesures. HERWIG se discerne des prédictions de PYTHIA aux basses impulsions transverses en envisageant un taux de production des mésons D_s^+ plus atténué qui sous-estime l'observation expérimentale (jusqu'à un facteur 4 dans l'intervalle 2–4 GeV/c). Les générateurs reproduisent raisonnablement la section efficace de production des mésons D_s^+ aux impulsions transverses intermédiaires, $4 < p_T < 8$ GeV/c. Rappelons que dans HERWIG et PYTHIA 6 et 8, les processus durs ne sont calculés qu'à l'ordre dominant (LO). Il n'est donc pas surprenant d'observer une telle disparité à bas p_T entre les mesures et les prédictions. Couplés à un modèle pQCD de développement des gerbes partoniques à la précision NLO, de type POWHEG par exemple, les gé-

9. PYTHIA 6 Perugia 2011 se base sur CTEQ5L [155], PYTHIA 8 Monash 2013 sur NNPDF2.3-QCD+QED-LO [56], et HERWIG 7 UE-MMHT sur MMHT2014-LO [178].

nérateurs d'événements étudiés devraient être plus performants sur la production des mésons D_s^+. Toujours est-il qu'il reste intéressant de constater des différences importantes entre Herwig et Pythia, liées aux modèles sous-jacents utilisés, telle l'implémentation des interactions partoniques multiples.

Les rapports de sections efficaces de production entre espèces de mésons D, figure VI.6, permettent d'évaluer la robustesse des mécanismes de hadronisation mis en œuvre au sein des générateurs d'événements. Les trois générateurs montrent une faible dépendance avec l'impulsion transverse des fonctions de fragmentation du méson D_s^+, relativement aux mésons D non-étranges, telle qu'observée expérimentalement. L'amplitude des rapports distingue véritablement l'hadronisation des trois générateurs. La paramétrisation de la fragmentation de cordes, associée à la reconnexion de couleurs, de Pythia 8 apparaît plus à même de reproduire la mesure, sans pour autant en capturer quantitativement l'amplitude. La fragmentation par agrégats de Herwig 7 sous-estime systématiquement la proportion de mésons D_s^+ par rapport aux mésons D^0, D^+ et D^{*+}. L'hadronisation de Pythia 6 présente une situation intermédiaire, néanmoins plus proche de celle de Herwig 7 que de Pythia 8.

En fin de compte, Pythia 8 se trouve le plus approprié à la description des mésons D — mésons D_s^+ en particulier — dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, tant sur l'amplitude des sections efficaces de production que pour les abondances relatives. Attardons nous un instant sur l'impact des différents processus physiques en place dans ce générateur d'événements (figure VI.5, droite). Le réglage de Pythia 8 destiné aux collisions pp de biais minimum, Monash 2013, est testé en éliminant alternativement les processus suivants :

- radiations de gluons et/ou de photons dans l'état initial ;
- radiations de gluons et/ou de photons dans l'état final ;
- interactions partoniques multiples ;
- reconnexions de couleurs lors de l'hadronisation.

Notons que la suppression d'un processus physique dans Pythia rend plus ou moins caduque le réglage initial, ce dernier étant ajusté en prenant en considération tous les phénomènes présents originairement. L'étude menée ici permet cependant de jauger l'impact relatif des processus physiques inclus initialement dans la version « biais minimum » de Pythia 8.

On remarque que le poids du phénomène de reconnexion de couleurs, telle qu'utilisée dans Monash 2013, sur la prédiction de la section efficace de production des mésons D_s^+ est assez faible. En l'absence de reconnexion de couleurs, la section efficace de production intégrée en impulsion transverse n'est que 1,4% plus petite. La pente de la distribution paraît toutefois se rapprocher de celle des mesures. Les radiations de gluons et/ou de photons (dans l'état initial ou final), tout comme les interactions inélastiques multiples, sont bien plus importantes pour reproduire les sections efficaces de production des mésons D dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. D'ailleurs, il a été montré pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [185] que les radiations initiales et finales contribuent pour 62% de la production totale des

mésons D, tandis que les interactions multiples y contribuent pour 21%. Le poids relatif des diffusions dures multiples et des radiations augmente plus rapidement avec l'énergie de collision que celui des phénomènes de hadronisation. On comprend que le nombre de diffusions dures (processus $2 \to 2$, tels $gg \to c\bar{c}$ ou $cu \to cu$ à partir de gluons et de quarks de la mer) a une conséquence plus directe sur le nombre de mésons D produits. De même, les corrections radiatives aux processus $2 \to 2$, de type $2 \to 3$ ou $2 \to 4$, modifient plus sévèrement la topologie finale de l'événement eu égard à l'hadronisation (section 2.2 de [64]).

VI.A-2 Section efficace intégrée en p_T et extrapolation

Afin de mieux caractériser la cinématique et la production des mésons D, et *in fine* celle des quarks charmés, nous nous proposons d'extraire trois quantités physiques depuis la mesure de la section efficace différentielle de production :

(i) l'impulsion transverse moyenne des mésons D, $\langle p_T \rangle$;

(ii) la section efficace de production totale des mésons D, par unité de rapidité, $d\sigma^D/dy$;

(iii) la section efficace de production totale des paires quark–antiquark charmés ($c\bar{c}$), par unité de rapidité, $d\sigma^{c\bar{c}}/dy$.

Ces trois quantités ne sont généralement pas accessibles directement depuis la section efficace différentielle de production $d^2\sigma/(dp_T dy)$, en particulier pour le méson D_s^+ dont la mesure s'effectue dans une région limitée en impulsion transverse, commençant à partir de 2 GeV/c.

La première étape, commune aux trois quantités visées, consiste en l'extrapolation, sur tout l'intervalle en p_T possible pour la production des mésons D, de la section efficace différentielle de production mesurée. Pour ce faire, un ajustement est réalisée à partir de trois fonctions *ad hoc*, ayant montré leur capacité à reproduire les sections efficaces différentielles de production dans le domaine des saveurs légères (pour les hadrons multi-étranges [194], et pour les pions, kaons et protons [195]). Les trois fonctions, exposées ci-dessous, permettront d'évaluer la robustesse de l'extrapolation et, par suite, des quantités physiques extraites.

Fonction en loi de puissance, dont l'expression mathématique est la plus simple des trois fonctions testées ici, à 4 paramètres libres : $d\sigma/dy$, $p_{T,0}$, C et D.

$$f_{\text{Puissance}}(p_T) = \frac{2(D-1)}{p_{T,0}^2} \cdot \frac{d\sigma}{dy} \cdot p_T \cdot \left[1 + \left(\frac{p_T}{p_{T,0}}\right)^C\right]^{-D} \tag{VI.2}$$

Fonction de Tsallis-Lévy, possédant un nombre minimal de paramètres libres : $d\sigma/dy$, C et n.

$$f_{\text{Tsallis}}(p_T) = \frac{(n-1)(n-2)}{nC\,[nC + m_0(n-2)]} \cdot \frac{d\sigma}{dy} \cdot p_T \cdot \left(1 + \frac{m_T - m_0}{nC}\right)^{-n} \tag{VI.3}$$

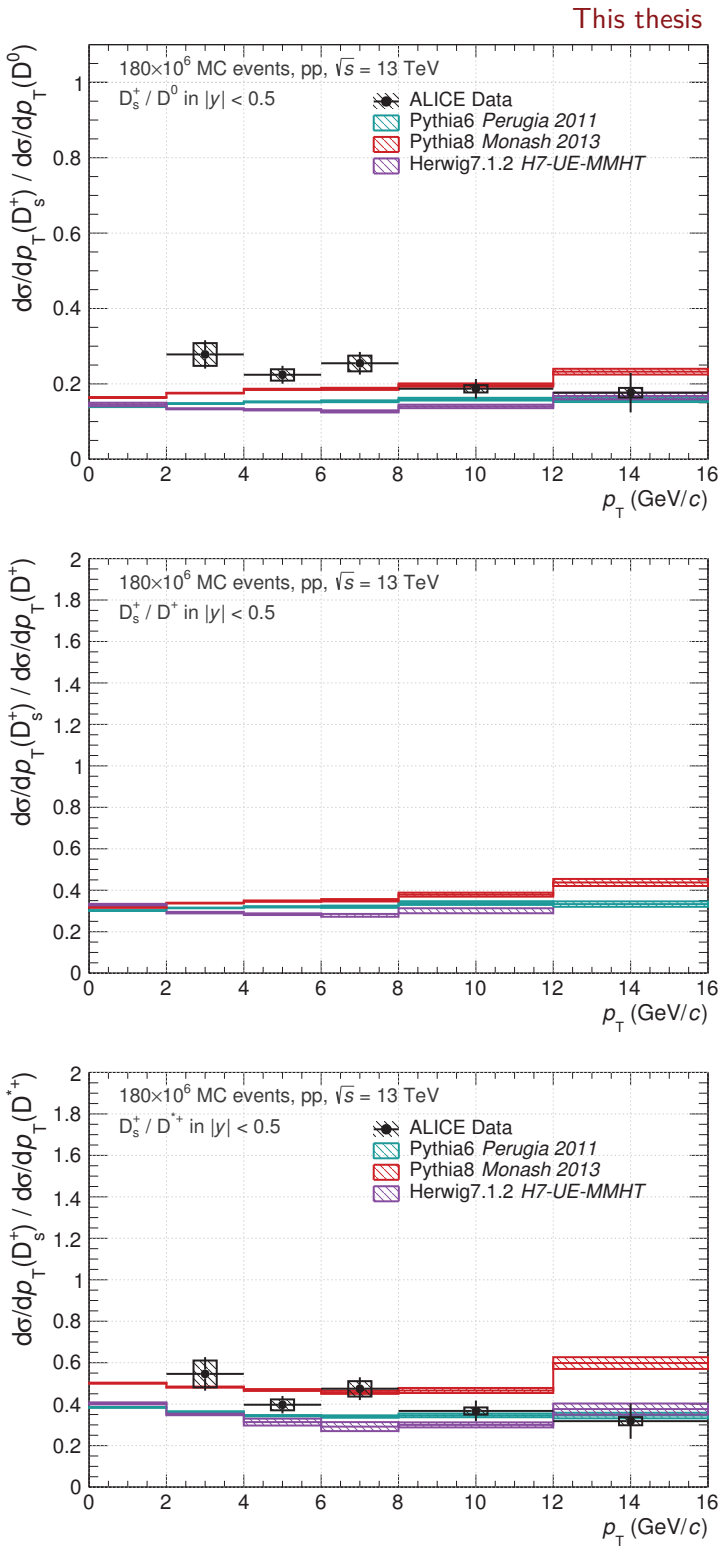

FIGURE VI.6 – Rapports des sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ et D^0 (haut), D_s^+ et D^+ (milieu), D_s^+ et D^{*+} (bas) dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, comparés aux prédictions de PYTHIA 6 Perugia 2011, PYTHIA 8 Monash 2013 et HERWIG 7 UE-MMHT.

Fonction de Bylinkin [196], là encore, association d'un terme exponentiel (Boltzmann) et d'un terme en loi de puissance, à 5 paramètres libres : $d\sigma/dy$, T_e, A_p, C_p et q.

$$f_{\text{Bylinkin}}(p_T) = \frac{d\sigma/dy}{(1-A_p)\,(T_e^2 + m_0 T_e) + A_p \frac{qT_e^2}{2(q-1)}} \cdot p_T \tag{VI.4}$$
$$\times \left((1-A_p) \cdot \underbrace{\exp\left[-\frac{m_T - m_0}{T_e}\right]}_{\text{Terme exponentiel}} + A_p \cdot \underbrace{\left[1 + \frac{p_T^2}{{C_p}^2 q}\right]^{-q}}_{\text{Terme en loi de puissance}} \right)$$

Pour les fonctions de Tsallis-Lévy et de Bylinkin, m_0 représente la masse invariante de la particule étudiée (ici, le méson D_s^+), et $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ correspond à sa masse transverse.

Pour ce qui est du méson D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, le nombre de points de mesure n'est pas suffisamment élevé pour pouvoir utiliser la fonction de Bylinkin. En effet, avec 5 intervalles en p_T et 5 paramètres libres, l'ajustement ne posséderait pas de degrés de liberté ($N_{\text{mesures}} - N_{\text{paramètres}}$) et serait donc sous-contraint. Cette fonction nous sera toutefois utile pour l'ajustement des spectres des autres mésons D et pour l'étude des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV.

Lors de l'ajustement de la section efficace différentielle de production par les fonctions susmentionnées, seules les incertitudes statistiques des mesures sont utilisées. Effectivement, l'ajustement est pleinement efficace pour des incertitudes non-corrélées d'un point de mesure à l'autre. Si tel est certainement le cas pour les incertitudes statistiques, les incertitudes systématiques présentent un degré de corrélation plus important. Une description médiocre d'une variable topologique dans les simulations se répercutera probablement par une incertitude systématique corrélée d'un intervalle de p_T à l'autre, à travers l'utilisation des sélections topologiques (V.A). D'autre part, pour un point de mesure donné, les fonctions sont ajustées par une minimisation basée sur l'intégrale du bin considéré et celle sous la courbe à ajuster dans ce bin (option `"I"` sous `TH1::Fit` de ROOT), plutôt que vis-à-vis du centre du bin où se situe le marqueur.

Les résultats des ajustements par les fonctions en loi de puissance et de Tsallis-Lévy sont visibles, avec leur extrapolation, figure VI.7. Avec des χ^2 réduits respectifs de 2,02 et 1,31, on constate la plus grande robustesse de l'ajustement pour la fonction au nombre de paramètres libres le plus faible (Tsallis-Lévy) par rapport à la fonction en loi de puissance. Nous pouvons observer des différences marquées sur l'extrapolation des fonctions, en-dessous de 2 GeV/c et au-dessus de 16 GeV/c. L'impulsion moyenne transverse et la section efficace de production totale seront plus nettement impactée par l'extrapolation dans la région des basses impulsions transverses que par celle dans le domaine des hauts p_T. Effectivement, on estime à partir des fonctions en loi de puissance et de Tsallis-Lévy que de 50 à 60% de la population de mésons D_s^+ est produite en-deçà de 2 GeV/c, tandis que seule 10% de la population est émise avec une impulsion supérieure à 4 GeV/c. L'extrapolation

au-delà de 16 GeV/c ne permet de recouvrer que 0,1% de la population de mésons $\mathrm{D_s^+}$.

L'impulsion transverse moyenne, $\langle p_\mathrm{T} \rangle$, est évaluée grâce au moment d'ordre 1 des fonctions d'ajustement f :

$$\langle p_\mathrm{T} \rangle = \int_0^{+\infty} p_\mathrm{T} \cdot f(p_\mathrm{T}) \cdot \mathrm{d}p_\mathrm{T} \tag{VI.5}$$

En pratique l'intégrale court de 0 à 1 000 GeV/c. L'incertitude sur cette intégrale provient de l'incertitude sur les paramètres des fonctions, estimés à partir de l'ajustement de la section efficace différentielle de production. Pour le méson $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, deux impulsions transverses moyennes sont évaluées à l'aide des deux fonctions d'ajustement :

$$\langle p_\mathrm{T} \rangle_\mathrm{Puissance}^{\mathrm{D_s^+}} = 2{,}00 \pm 0{,}18 \text{ GeV}/c$$
$$\langle p_\mathrm{T} \rangle_\mathrm{Tsallis}^{\mathrm{D_s^+}} = 2{,}15 \pm 0{,}20 \text{ GeV}/c$$

Ces deux valeurs sont compatibles entre elles, au vu des incertitudes qui les accompagnent (9%). Elles sont combinées dans une moyenne pondérée, en supposant les i mesures indépendantes[10] (ici, $i = 2$) :

$$\langle p_\mathrm{T} \rangle = \left(\sum_i \frac{\langle p_\mathrm{T} \rangle_i}{\sigma_i^2} \right) / \left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \right) \quad \text{de variance} \quad \sigma^2_{\langle p_\mathrm{T} \rangle} = \left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \right)^{-1} \tag{VI.6}$$

où σ_i est l'incertitude sur la mesure i. Nous avons alors accès à l'impulsion transverse moyenne des mésons $\mathrm{D_s^+}$:

$$\langle p_\mathrm{T} \rangle_{|y|<0{,}5}^{\mathrm{pp,\ 13\ TeV}}(\mathrm{D_s^+}) = 2{,}07 \pm 0{,}14 \text{ GeV}/c \tag{VI.7}$$

La section efficace de production totale, intégrée en impulsion transverse, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}y$, est l'un des paramètres libres des fonctions en loi de puissance, de Tsallis-Lévy et de Bylinkin. Cette observable physique est donc extraite directement à l'issue de l'ajustement, soit dans notre cas :

$$\left(\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{D_s^+}}/\mathrm{d}y \right)_{|y|<0{,}5}^{\mathrm{Puissance}} = 180{,}2 \pm 40{,}7 \ \mu\mathrm{b}$$
$$\left(\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{D_s^+}}/\mathrm{d}y \right)_{|y|<0{,}5}^{\mathrm{Tsallis}} = 178{,}9 \pm 41{,}4 \ \mu\mathrm{b}$$

Pour s'assurer des bonnes performances de la méthode d'intégration, il a été vérifié, pour chacune des fonctions, que l'intégrale des fonctions dans la région de la mesure (2 à 16 GeV/c) coïncidait avec la somme des bins de la mesure à 2–3% près. De même que pour l'impulsion transverse moyenne, la moyenne pondérée des deux valeurs supposées indépendantes permet d'évaluer la section efficace de production totale des mésons $\mathrm{D_s^+}$, à rapidité centrale, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV :

$$\left(\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{D_s^+}}/\mathrm{d}y \right)_{|y|<0{,}5}^{\mathrm{pp,\ 13\ TeV}} = 179{,}6 \pm 29{,}0(\mathrm{stat.+extr.}) \pm 9{,}0(\mathrm{lumi.}) \pm 6{,}3(\mathrm{B.R.}) \ \mu\mathrm{b} \tag{VI.8}$$

10. Dans les faits, les mesures de $\langle p_\mathrm{T} \rangle$ ne sont pas totalement indépendantes puisque obtenues à partir d'ajustements d'une même section efficace.

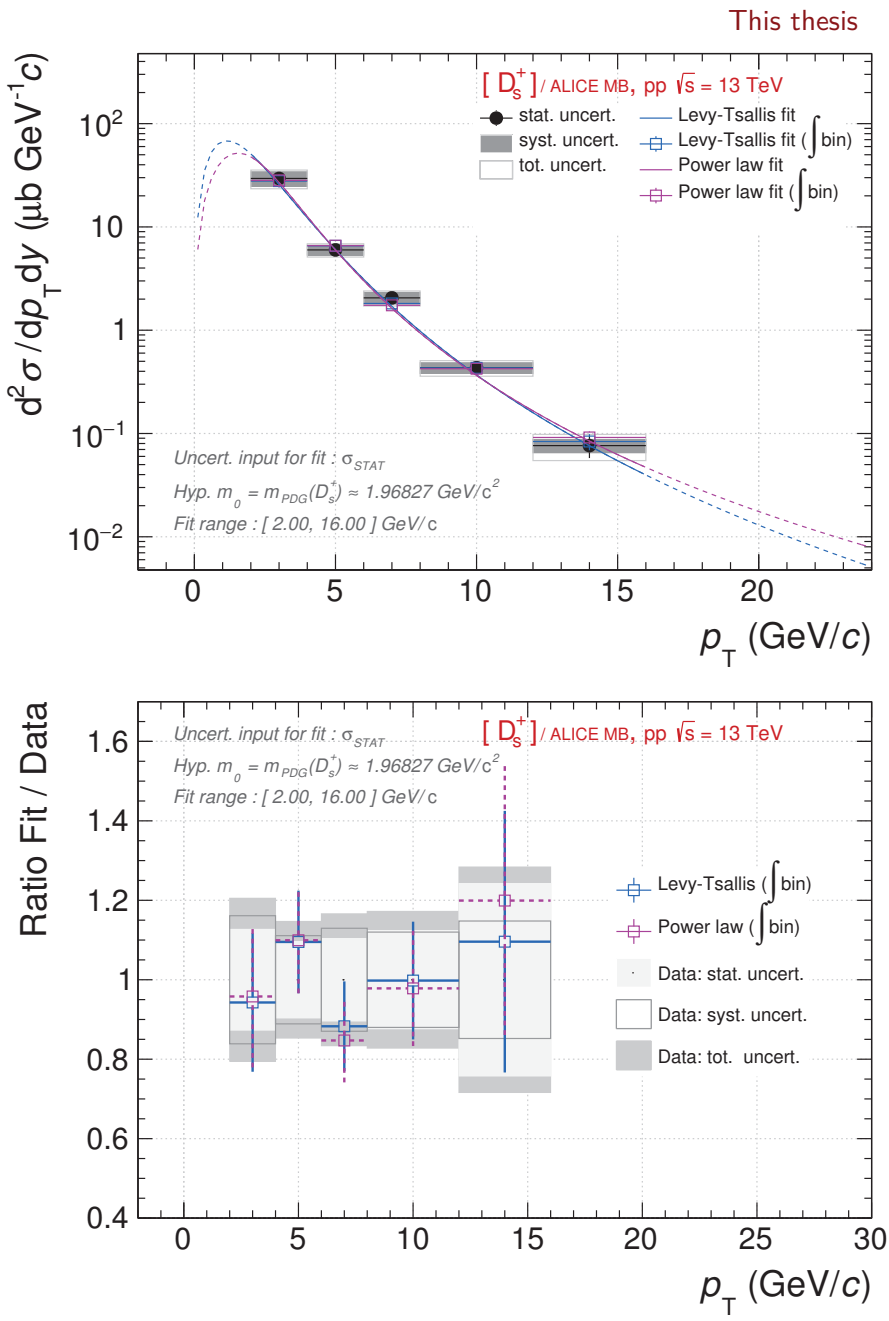

FIGURE VI.7 – Haut : ajustement de la section efficace différentielle de production des mésons D_s^+, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, par une loi de puissance et une fonction de Tsallis-Lévy. Bas : rapport de l'intégrale des courbes ajustées aux données, par intervalle d'impulsion transverse.

La première incertitude (16%) est celle sur l'intégrale de la fonction ajustée, englobant les incertitudes de l'extrapolation et les incertitudes statistiques de la mesure. L'incertitude sur la luminosité intégrée (5%) est celle de la présente mesure (IV.F), et l'incertitude sur le rapport d'embranchement (3,5%) est celle évaluée par le *Particle Data Group* [8]. En normalisant cette section efficace par la section efficace d'interaction inélastique des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, mesurée par la collaboration TOTEM [150], $\sigma_{\mathrm{INEL}}^{\mathrm{pp,\ 13\ TeV}} = 79{,}5 \pm 1{,}8$ mb, on détermine le taux de production par événement des mésons $\mathrm{D_s^+}$ à la même énergie :

$$\left(\mathrm{d}N^{\mathrm{D_s^+}}/\mathrm{d}y\right)_{|y|<0{,}5}^{\mathrm{pp,\ 13\ TeV}} = \left[\,2{,}26 \pm 0{,}37(\mathrm{stat+extr.}) \pm 0{,}11(\mathrm{lumi.}) \pm 0{,}08(\mathrm{B.R.})\,\right] \times 10^{-3} \tag{VI.9}$$

En dernier lieu, nous pouvons quantifier la section efficace de production des paires de quark–antiquark charmés par unité de rapidité, à rapidité centrale. Pour ce faire, depuis la section efficace de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$, deux corrections sont à retenir :

- **La fraction de fragmentation (FF)** des quarks charmés en mésons $\mathrm{D_s^+}$, $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D_s^+}) = (8{,}02 \pm 0{,}40)\%$, et celle des quarks charmés en résonances $\mathrm{D_s^{*+}}$, $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D_s^{*+}}) = (5{,}48 \pm 0{,}74)\%$ [74]. Effectivement, ces résonances se désintègrent invariablement en un méson $\mathrm{D_s^+}$, non discernable expérimentalement d'un méson $\mathrm{D_s^+}$ direct, et au moins une particule[11]. Les valeurs de fractions de fragmentation correspondent à une combinaison globale d'un vaste panel de mesures. Les fractions de fragmentation $\mathrm{c} \to \mathrm{D_s^+}$ et $\mathrm{c} \to \mathrm{D_s^{*+}}$ ont été combinées, ici, en tenant compte de leur matrice de corrélation : $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D_s^+} + \mathrm{D_s^{*+}}) = (13{,}50 \pm 0{,}92)\%$. Il s'agit de diviser la section efficace de production totale des mésons $\mathrm{D_s^+}$ (Eq. VI.8), à rapidité centrale, par cette fraction.

- **La distribution en rapidité** des paires $\mathrm{c\bar{c}}$ vis-à-vis de celle des mésons $\mathrm{D_s^+}$. D'après les prédictions FONLL dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [76], il apparaît que les distributions en rapidité des mésons $\mathrm{D^0}$ et des paires $\mathrm{c\bar{c}}$ diffèrent de $(3{,}4 \pm 0{,}1)\%$. On subodore ici que ce facteur est constant (ou, du moins, qu'il ne varie que très peu) avec l'énergie de collision, et qu'il est similaire d'une espèce de méson D à l'autre. Il convient donc de rehausser la quantité $\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{D_s^+}}/\mathrm{d}y$ (Eq. VI.8) de 3,4%.

La section efficace de production de paires $\mathrm{c\bar{c}}$ par unité de rapidité, à rapidité centrale, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, résultante est :

$$\begin{aligned}\left(\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{c\bar{c}}}/\mathrm{d}y\right)_{|y|<0{,}5}^{\mathrm{pp,\ 13\ TeV}} = 1\,375 \pm 222(\mathrm{stat+extr.}) \pm 69(\mathrm{lumi.}) \pm 48(\mathrm{B.R.}) \\ \pm 94(\mathrm{F.F.}) \pm 46(\mathrm{rap.})\ \mu\mathrm{b}\end{aligned} \tag{VI.10}$$

Il est finalement possible de déterminer la section efficace de production totale, intégrée et en impulsion transverse, et en rapidité, des paires $\mathrm{c\bar{c}}$. Le facteur d'extrapolation en rapidité, partant de $(\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{c\bar{c}}}/\mathrm{d}y)_{|y|<0{,}5}$ se juge, à partir des prédictions

11. Le rapport d'embranchement de la désintégration $\mathrm{D_s^{*+}} \to \mathrm{D_s^+}\gamma$ est de $(93{,}5 \pm 0{,}7)\%$ [8].

FONLL, comme le rapport des sections efficaces de production des D^0, D^+ et D^{*+} dans $|y| < 0{,}5$ et dans tout l'espace de rapidité possible ($|y| < 12$). Les facteurs d'extrapolations des trois mésons D sont similaires et ont pour valeurs $9{,}42^{+3{,}10}_{-0{,}42}$. Les incertitudes systématiques sont calculées par l'enveloppe de ce rapport de prédictions, en tenant compte de *(i)* les fonctions de distribution partonique, *(ii)* l'hypothèse de masse du quark charmé, et *(iii)* les échelles de renormalisation et de factorisation, comme décrit sous-section V.G-1. Ainsi, la section efficace de production totale de paires $c\bar{c}$ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV vaut :

$$\sigma^{c\bar{c}}_{\text{pp, 13 TeV}} = 12{,}53 \pm 2{,}03(\text{stat+extr.}) \pm 0{,}63(\text{lumi.}) \pm 0{,}44(\text{B.R.}) \pm 0{,}85(\text{F.F.})\,^{+4{,}13}_{-0{,}56}(\text{rap.})\ \text{mb} \tag{VI.11}$$

Ici, les incertitudes asymétriques sur l'extrapolation en rapidité ont été propagées à la section efficace des paires $c\bar{c}$ en ajoutant en quadrature les incertitudes positives et négatives séparément, en accord avec la procédure utilisée communément dans les publications ALICE. Il faut toutefois garder en mémoire que, en présence d'incertitudes asymétriques, l'addition en quadrature n'est *a priori* pas justifiée [197]. En pratique, il n'est en fait pas toujours possible de déterminer la méthode de propagation des incertitudes asymétriques adaptée à un problème donné. À défaut, la propagation en quadrature est communément employée.

La procédure décrite en détail ci-dessus a été appliquée aux sections efficaces de production des autres espèces de mésons D disponibles à l'heure actuelle : les mesures préliminaires des D^0, D^+ et D^{*+} [177] [12]. Pour ces trois mésons, le nombre de points de mesure est plus important que pour le D_s^+ tout comme la région d'impulsion transverse étudiée, de 1 à 36 GeV/c. Par conséquent, la fonction de Bylinkin est utilisable (converge) dans la plupart des cas et entre dans le calcul des moyennes pondérées des sections efficaces de productions extrapolées. Le tableau VI.2 résume les valeurs de sections efficaces, extrapolées à partir des quatre espèces de mésons D.

De manière générale, les résultats obtenus à l'aide de la section efficace différentielle de production des mésons D^0 sont plus précis que ceux acquis avec les autres espèces de mésons D. Effectivement, le méson D^0 est plus abondant (avant et après reconstruction) que les autres mésons D et permet donc des mesures plus fines. Les valeurs estimées à partir du méson D_s^+ sont entachées des plus grandes incertitudes, essentiellement du fait du facteur d'extrapolation en p_T plus important. La section efficace différentielle mesurée du méson D_s^+ (de 2 à 16 GeV/c) couvre 40–50% de la section efficace totale, par unité de rapidité ; à comparer à la section efficace différentielle mesurée du méson D^0 (de 1 à 36 GeV/c) englobant 80% de la section efficace totale. Les sections efficaces de production des paires $c\bar{c}$ sont toutes compatibles entre elles.

12. Les mesures préliminaires, ne comportant que deux des neuf périodes de données pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV de 2016 disponibles, incluent également les résultats du méson D_s^+. Les résultats présentés dans ce travail de thèse ont enrichi mon analyse des mésons D_s^+ en englobant toutes les données de 2016 (près de trois fois plus de données que pour les mesures préliminaires).

Une voie d'accès alternative à la détermination de la section efficace de production des paires $c\bar{c}$ par unité de rapidité, $d\sigma^{c\bar{c}}/dy$, consiste à effectuer une somme linéaire des sections efficaces de production de tous les hadrons charmés produits, par unité de rapidité. Une telle mesure ne s'appuie pas sur les fractions de fragmentation et écarte ainsi d'hypothétiques biais, par exemple qui seraient liés à une non-universalité des fractions de fragmentation. Cependant le baryon charmé Λ_c^+ et les charmonia (J/ψ, $\psi(2S)$) prompts, représentant presque 10% de la population des hadrons charmés (les mésons D en représentent environ 90%), n'ont pas encore été mesurés par ALICE dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV à rapidité centrale.

Méson D	*(i)* $\left(d\sigma^{D}/dy\right)^{pp,\ 13\ TeV}_{\lvert y\rvert<0,5}$ (μb) ; B.R. [8]
D^0	734,5 ± 31,0(stat+extr.) ± 7,3(B.R.)
D^+	314,4 ± 13,6(stat+extr.) ± 7,9(B.R.)
D^{*+}	297,0 ± 14,5(stat+extr.) ± 3,9(B.R.)
D_s^+	179,6 ± 29,0(stat+extr.) ± 9,0(B.R.)
	(ii) $\left(d\sigma^{c\bar{c}}/dy\right)^{pp,\ 13\ TeV}_{\lvert y\rvert<0,5}$ ± 1,5%(forme en rapidité) (μb) ; $f(c \to D)$ [74]
D^0	1 248 ± 53(stat+extr.) ± 12(B.R.) ± 16(F.F.)
D^+	1 352 ± 58(stat+extr.) ± 34(B.R.) ± 38(F.F.)
D^{*+}	1 264 ± 62(stat+extr.) ± 16(B.R.) ± 26(F.F.)
D_s^+	1 375 ± 222(stat+extr.) ± 48(B.R.) ± 94(F.F.)
	(iii) $\sigma^{c\bar{c}}_{pp,\ 13\ TeV}$ (mb) ; extrapolation en rapidité [62]
D^0	11,37 ± 0,48(stat+extr.) ± 0,11(B.R.) ± 0,14(F.F.) $^{+3,74}_{-0,51}$(rap.)
D^+	12,32 ± 0,53(stat+extr.) ± 0,31(B.R.) ± 0,34(F.F.) $^{+4,06}_{-0,55}$(rap.)
D^{*+}	11,52 ± 0,57(stat+extr.) ± 0,15(B.R.) ± 0,23(F.F.) $^{+3,88}_{-0,53}$(rap.)
D_s^+	12,53 ± 2,03(stat+extr.) ± 0,44(B.R.) ± 0,85(F.F.) $^{+4,13}_{-0,56}$(rap.)

Table VI.2 – Section efficace de production intégrée en p_T *(i)* des mésons D, par unité de rapidité, à rapidité centrale ; *(ii)* des paires $c\bar{c}$, par unité de rapidité, à rapidité centrale ; et *(iii)* des paires $c\bar{c}$ intégrée en rapidité ; évaluée à partir des mésons D^0, D^+, D^{*+} [177] et D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Une incertitude supplémentaire de ±5% s'ajoute à toutes les valeurs, pour la luminosité intégrée.

D'après l'étude menée dans cette section pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, on conclue qu'il y a, en moyenne, un méson D_s^+ produit à rapidité centrale toutes les 500 collisions inélastiques. Les mésons D^0 sont bien plus abondants puisqu'ils sont générés toutes les 100 collisions inélastiques, en moyenne. On dénombre environ 16 paires $c\bar{c}$ produites dans tout l'espace des phases pour 100 collisions inélastiques, dont 1,7 sont émises dans $|y| < 0,5$, toutes impulsions confondues. En mettant en parallèle notre extrapolation des mésons D^0, à 13 TeV, avec les extrapolations

combinées d'ALICE et de LHCb[13], à 7 TeV, également basées sur la mesure des mésons D^0 [77], on estime une augmentation d'un facteur $1{,}52 \pm 0{,}07$ de la section efficace de production des quarks charmés de 7 à 13 TeV, dans les collisions pp. Le calcul perturbatif QCD du modèle FONLL [61, 62, 159] est en accord avec le résultat expérimental, compte tenu des larges incertitudes théoriques :

$$\sigma_{\mathrm{pp,\ 13\ TeV}}^{\mathrm{c\bar{c}},\ \mathrm{FONLL}} = 7{,}33^{+9{,}67}_{-5{,}22} \tag{VI.12}$$

La mesure est toutefois 50% supérieure à la valeur centrale de la prédiction.

VI.B Production des mésons D_s^+ dans les collisions p–Pb

VI.B-1 Section efficace différentielle de production

VI.B-1.i Comparaison à la mesure préexistante

La section efficace de production des mésons D_s^+, différentielle en impulsion transverse, $d^2\sigma/(dp_T dy)$, à rapidité centrale dans le référentiel du centre de masse $-0{,}96 < y_{\mathrm{CMS}} < 0{,}04$, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, obtenue dans ce travail à partir des données enregistrées en 2016 (*run* 2 du LHC, IV.A-1.ii) est présentée figure VI.8. Elle est comparée, notamment en termes de précision statistique et systématique, à la section efficace de production des mésons D_s^+ dans les collisions p–Pb à la même énergie $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, mais collectées en 2013, durant la première campagne de prise de mesures du LHC [76, 95].

La section efficace différentielle de production à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, évaluée pendant cette thèse, prolonge notre connaissance de la production des mésons D_s^+ aux plus hautes impulsions transverses, passant d'une limite de 12 à 24 GeV/c. Les incertitudes statistiques relatives de la mesure de 2016 s'organisent de 4,4% (4–6 GeV/c) à 20,4% (16–24 GeV/c). Cela représente une réduction substantielle des incertitudes statistiques, d'un facteur 2 dans le domaine de 4 à 12 GeV/c et d'un facteur 3 pour le premier intervalle en p_T, de 2 à 4 GeV/c. Les incertitudes systématiques de la mesure de ce travail s'échelonnent de 6,7 à 11%, à comparer à celles de la mesure de 2013 variant entre 21 et 13%. Le bénéfice obtenu sur la précision de la section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ découle majoritairement du lot de collisions, six fois plus important en 2016 ($\mathcal{L}_{\mathrm{int}} = 298{,}9 \pm 9{,}8\ \mu\mathrm{b}^{-1}$) qu'en 2013 ($\mathcal{L}_{\mathrm{int}} = 48{,}6 \pm 1{,}6\ \mu\mathrm{b}^{-1}$). La surabondance des données de 2016 permet en outre d'évaluer plus subtilement les incertitudes systématiques et d'affiner le protocole d'analyse. Les procédures de détermination des incertitudes liées à l'extraction du signal, l'identification de particules et l'efficacité de la trajectographie, ont en particulier été améliorées entre 2013 et 2016. Par ailleurs, les couches de détection du trajectographe à pixel (SPD, III.B-2.i) étaient plus performantes lors du *run* 2 que pendant le *run* 1.

13. $\sigma_{\mathrm{pp,\ 7\ TeV}}^{\mathrm{c\bar{c}}}(\mathrm{ALICE,\ LHCb}) = 7{,}48 \pm 0{,}14(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}46(\mathrm{syst.}) \pm 0{,}33(\mathrm{F.F.})^{+0{,}11}_{-0{,}05}(\mathrm{rap.})$ mb.

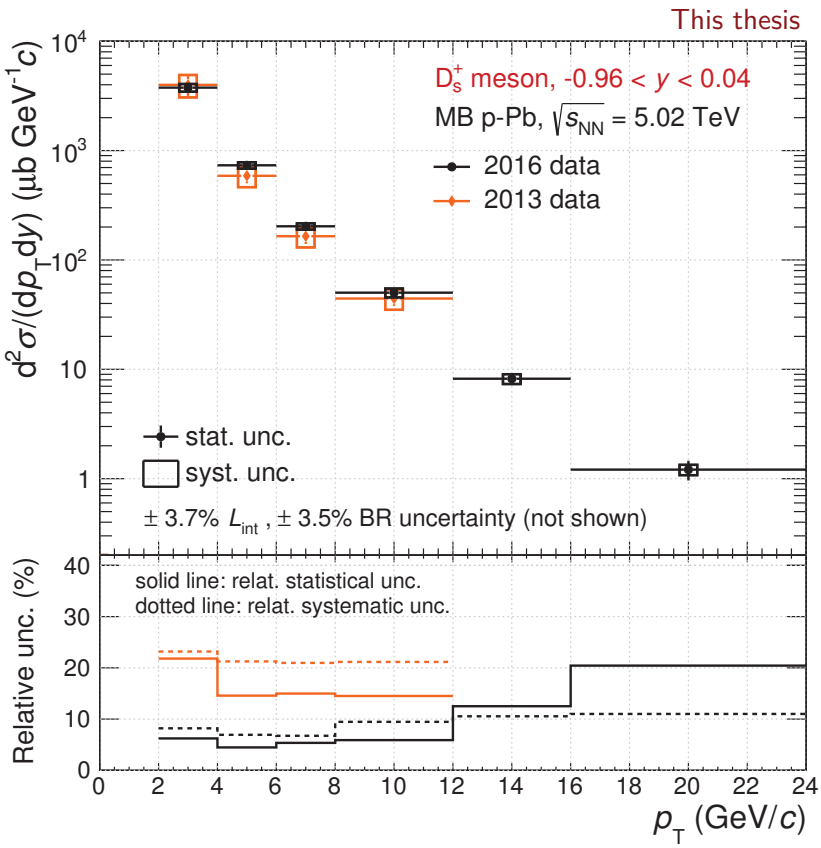

FIGURE VI.8 – Section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ à rapidité centrale $-0{,}96 < y < 0{,}04$, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV de 2016 (ce travail) et de 2013 ([76, 95]).

VI.B-1.ii Abondance relative des mésons D_s^+

La section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ dans les collisions p–Pb de biais minimum à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV est comparée à celles des mésons D^0, D^+ et D^{*+} (figure VI.9), sous forme de rapports. Les rapports identiques, mesurés dans les collisions pp de biais minimum à la même énergie de collision, $\sqrt{s} = 5{,}02$ TeV [160], sont également présentés. Comme nous l'avons mentionné lors de l'étude des collisions pp, sous-section VI.A-1.iii, les rapports des productions de mésons D permettent essentiellement d'apprécier indirectement leurs fonctions de fragmentation. De même que précédemment, pour le calcul des incertitudes systématiques attachées au rapport des sections efficaces, les incertitudes corrélées (trajectographie et fraction prompte, entre autres) et non-corrélées (extraction du signal, efficacité des sélections topologiques, forme des spectres en p_T) ont été considérées séparément.

Les abondances relatives des espèces D^0, D^+, D^{*+} et D_s^+ ne sont pas modifiées dans les collisions p–Pb de biais minimum par rapport aux collisions pp de biais minimum d'énergie similaire dans le centre de masse nucléon–nucléon, dans l'inter-

valle d'impulsion transverse de 2 à 16 GeV/c, dans la limite des incertitudes de mesure actuelles. Les effets nucléaires froids (II.C), et potentiellement chauds (II.D), ne semblent affecter ni l'hadronisation des quarks charmés, ni l'abondance des partons légers relativement aux quarks lourds, dans ce type de collisions. Il s'agit de mentionner que les effets nucléaires froids doivent être plus manifestes aux basses impulsions, tandis que les mesures actuelles commencent à $p_T = 2$ GeV/c. Pour ce qui est de possibles effets nucléaires chauds dans les collisions p–Pb, leurs signes — éventuellement un renforcement des particules contenant un quark étrange — pourraient être avant tout discernables dans les collisions aux plus hautes densités d'énergies. Dès lors, on confirme ici que les collisions de biais de minimum ne sont (*a priori*) pas les plus adaptées pour la mise en évidence de phénomènes « chauds ». À l'égard de l'abondance des mésons D_s^+ relativement à celle des mésons D non-étranges dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, le taux de production D_s^+/D^+ a été mesuré, entre 2 et 16 GeV/c, en fonction du nombre de particules chargées par unité de pseudorapidité (figure 6.19 de [175]). Au vu des incertitudes expérimentales, l'abondance relative des mésons D_s^+ vis-à-vis des mésons D^+ n'est pas — ou est peu — modifiée dans les collisions p–Pb, même à haute multiplicité de particules chargées, par rapport aux collisions pp.

VI.B-2 Section efficace intégrée en p_T et extrapolation

Reproduisons le même exercice que pour les collisions pp (VI.A-2), dans le but de caractériser au mieux la cinématique et la production des mésons D, et déterminons les trois quantités suivantes :

(i) l'impulsion transverse moyenne des mésons D, $\langle p_T \rangle$;

(ii) la section efficace de production intégrée des mésons D, par unité de rapidité, $d\sigma^D/dy$;

(iii) la section efficace de production totale des paires $c\bar{c}$, par unité de rapidité, $d\sigma^{c\bar{c}}/dy$.

De même que précédemment, ces observables ne sont pas accessibles directement à partir de la section efficace différentielle de production des mésons D, $d^2\sigma/(dp_T dy)$. Elles nécessitent pour être obtenues, dans un premier temps, une extrapolation de la section efficace des mésons D sur tout l'intervalle d'impulsion transverse, au-delà et en-deçà du domaine de mesure (dans 0–2 GeV/c et entre 24 et 1000 GeV/c pour le mésons D_s^+).

Pour réaliser cette extrapolation en impulsion transverse, un ajustement du spectre des mésons D est effectué par trois fonctions *ad hoc*, déjà employées et détaillées VI.A-2 :

- fonction en loi de puissance, à 4 paramètres libres ;
- fonction de Tsallis-Lévy, à 3 paramètres libres ;
- fonction de Bylinkin, à 5 paramètres libres.

Différemment des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, le nombre de points de mesure de la section efficace différentielle des mésons D_s^+, dans les collisions p–Pb

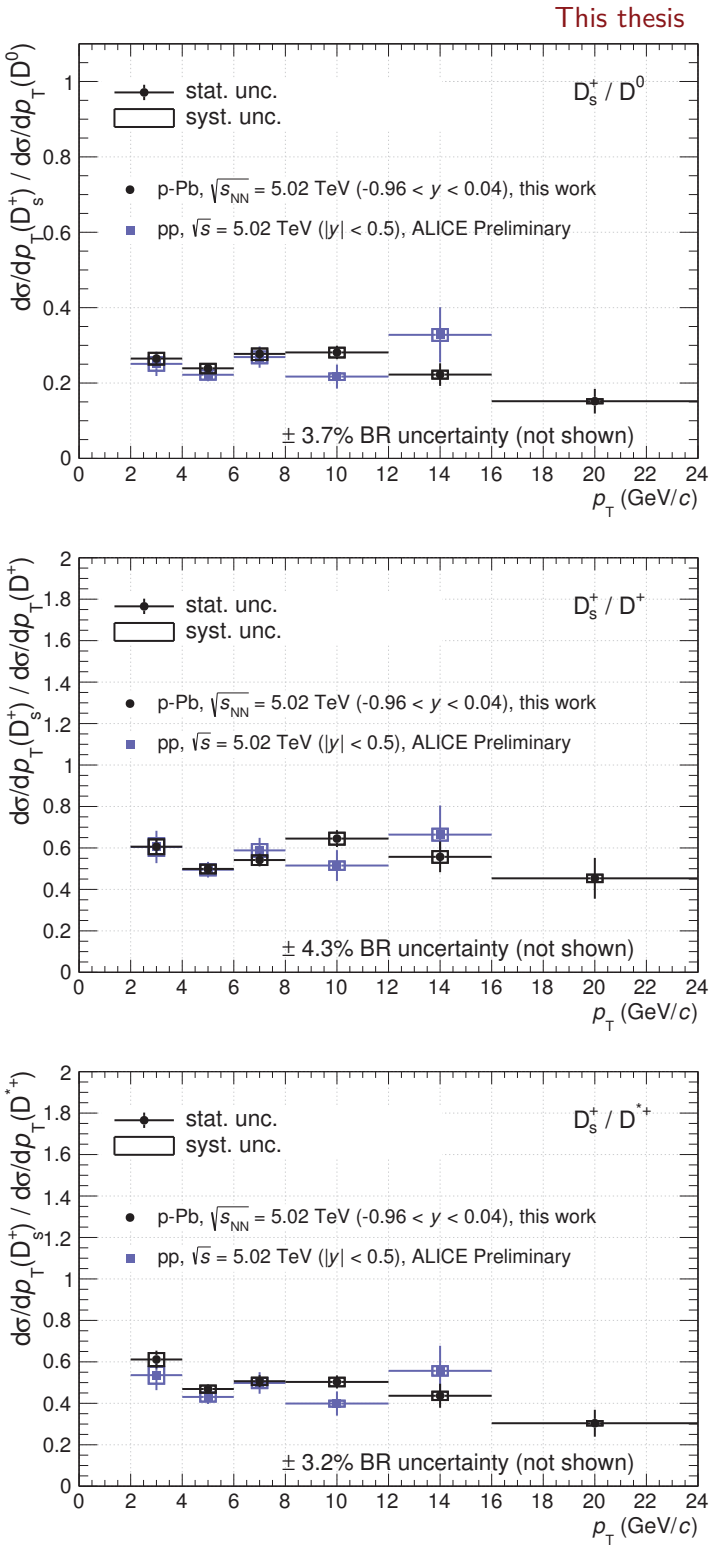

FIGURE VI.9 – Rapports des sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ et D^0 (haut), D_s^+ et D^+ (milieu), D_s^+ et D^{*+} (bas) dans les collisions p–Pb (ce travail) et pp ([160]) à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV.

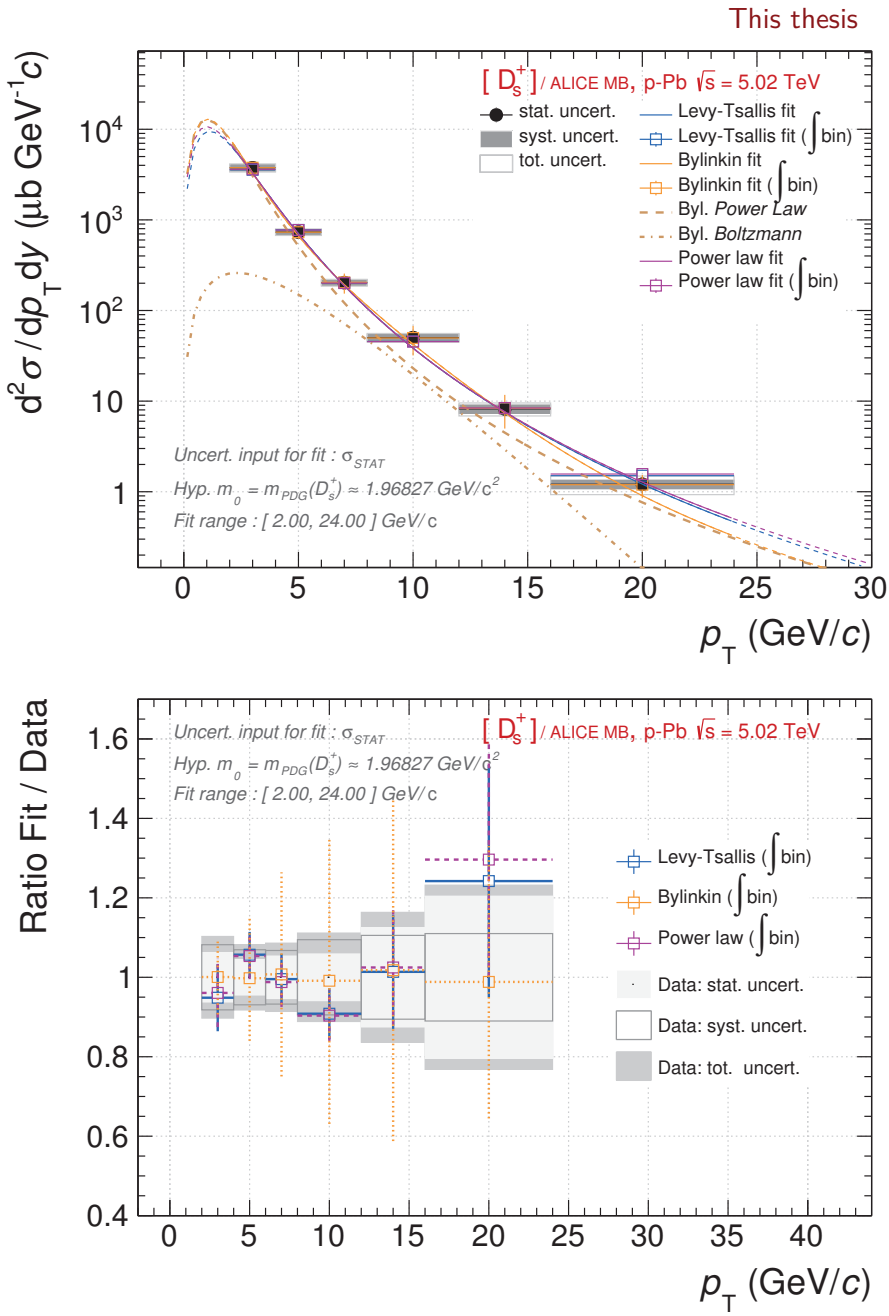

FIGURE VI.10 – Haut : ajustement de la section efficace différentielle de production des mésons D_s^+, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV, par une loi de puissance, une fonction de Tsallis-Lévy et de Bylinkin. Pour cette dernière, les contributions des termes exponentiels (Boltzmann) et loi de puissance sont présentées. Bas : Rapport de l'intégrale des courbes ajustées aux données, par intervalle d'impulsion transverse.

à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, permet d'utiliser l'ensemble des fonctions. En particulier, la fonction de Bylinkin, aux 5 paramètres libres, autorise les ajustements sur les spectres à 6 intervalles d'impulsion transverse mesurés (on dispose alors d'un degré de liberté).

Les fonctions sont ajustées en ne tenant compte que des incertitudes statistiques, par une minimisation basée sur la valeur de la section efficace pour un bin donné et celle extraite par intégration de la courbe à ajuster dans ce même bin (VI.A-2). Les résultats des ajustements de la section efficace différentielle de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ par les fonctions en loi de puissance, de Tsallis-Lévy et de Bylinkin sont présentés figure VI.10, ainsi que l'extrapolation de ces dernières à plus haut et plus bas p_{T}. Les χ^2 réduits recueillis sont 2,23, 2,04 et 0,22 respectivement. La fonction de Bylinkin apporte les plus grandes incertitudes sur l'extrapolation (26,2%), comme le suggère son χ^2, typique d'un ajustement pas suffisamment contraint, tandis que la fonction de Tsallis-Lévy semble la plus apte à ajuster la mesure et donc possédant les plus faibles incertitudes sur l'extrapolation (10,6%). L'extrapolation par la loi de puissance affiche 14,9% d'incertitude. La loi de puissance et la fonction Tsallis-Lévy affichent des pentes semblables de 2 à 24 GeV/c, mais les positions de leur maximum sont démarquées. La fonction de Bylinkin trouve son maximum dans la même région en impulsion transverse que la fonction de Tsallis-Lévy, mais sa pente se détache des deux autres fonctions au-delà de 6 GeV/c, avec une section efficace chutant plus rapidement aux hautes impulsions transverses. L'absence de mesures en-dessous 2 GeV/c est déplorable pour l'extrapolation en impulsion, puisqu'on estime que 50–60% de la population totale de mésons D est produite en-dessous cette impulsion transverse. Au-dessus de 24 GeV/c, la population de mésons D attendue est de l'ordre du pour mille. L'ajustement dans le cas des mésons $\mathrm{D^0}$, présenté figure VI.11, sera plus robuste du fait du plus grand nombre de points de mesure, incluant deux points de 0 à 2 GeV/c, et de l'extrapolation à l'impact quasi négligeable au-delà de 36 GeV/c.

L'impulsion transverse moyenne, $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$, est calculée à l'aide de l'équation VI.5, correspondant au moment d'ordre 1 des fonctions d'ajustement. Une moyenne pondérée (Eq. VI.6), bâtie à partir des valeurs extraites de chaque ajustement, permet d'obtenir pour le méson $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV :

$$\langle p_{\mathrm{T}} \rangle^{\mathrm{p\text{–}Pb,\ 5{,}02\ TeV}}_{-0{,}96<y<0{,}04}(\mathrm{D_s^+}) = 1{,}97 \pm 0{,}07\ \mathrm{GeV}/c \tag{VI.13}$$

Cette valeur se trouve plus petite que celle obtenue pour les mésons $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (Eq. VI.7), bien que les deux mesures soient compatibles en tenant compte des incertitudes. Deux effets peuvent possiblement se compenser pour expliquer le faible ordonnancement des valeurs de $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$: l'énergie disponible par paire de nucléons plus élevée pour les collisions pp que p–Pb, et la densité d'énergie plus haute pour les collisions p–Pb que pp.

Les valeurs des sections efficaces de production, intégrées en impulsion transverse, sont résumées tableau VI.3 pour les quatre espèces de mésons D : $\mathrm{D^0}$ entre 0 et 36 GeV/c, $\mathrm{D^+}$, $\mathrm{D^{*+}}$ entre 1 et 36 GeV/c [116] et $\mathrm{D_s^+}$ [14] dans les collisions p–Pb de

14. Mes résultats préliminaires sur la mesure du méson $\mathrm{D_s^+}$ sont également présents dans la

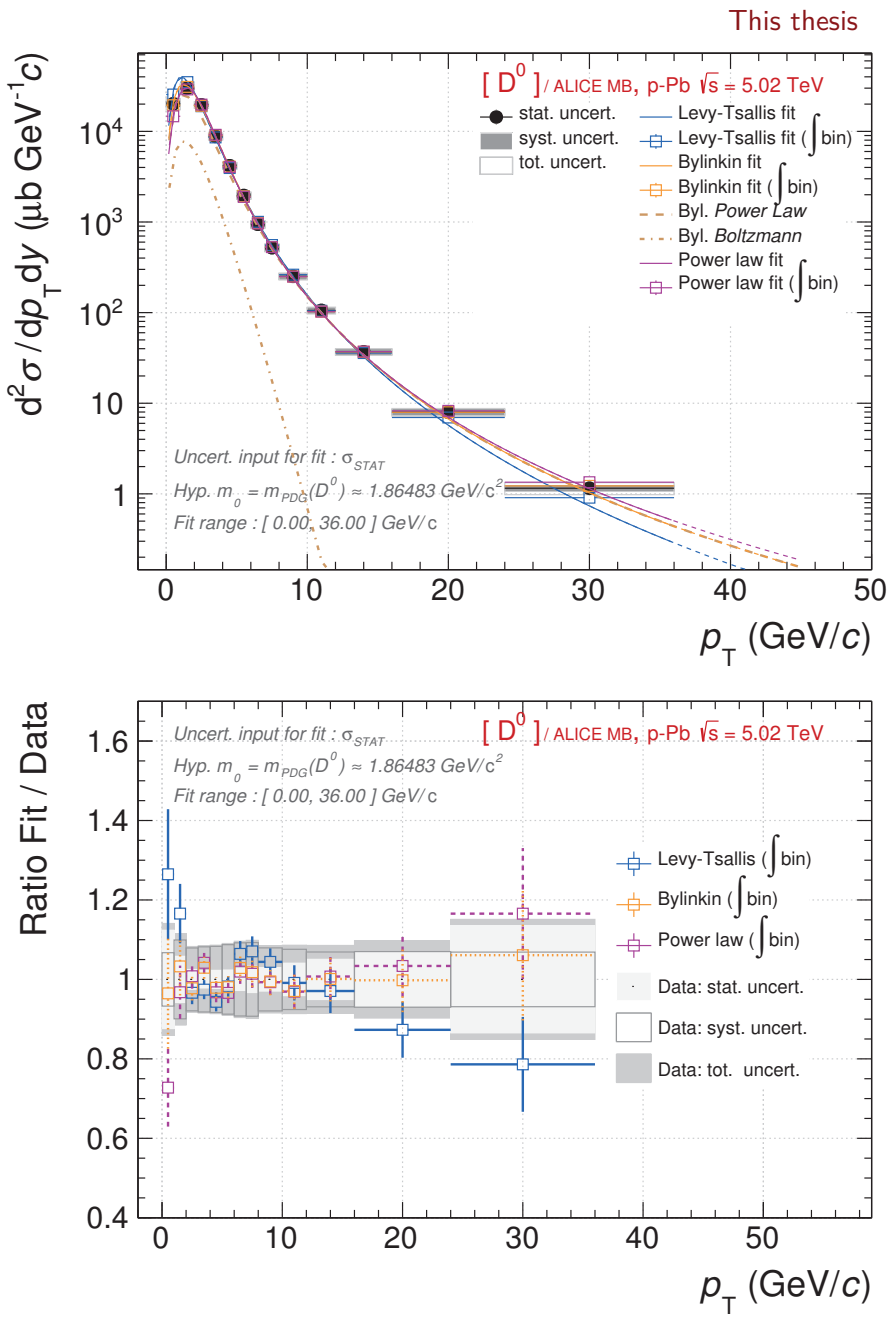

FIGURE VI.11 – Haut : ajustement de la section efficace différentielle de production des mésons D^0 (mesures préliminaires [116]), dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, par une loi de puissance, une fonction de Tsallis-Lévy et de Bylinkin. Pour cette dernière, les contributions des termes exponentiels (Boltzmann) et loi de puissance sont présentées. Bas : rapport de l'intégrale des courbes ajustées aux données, par intervalle d'impulsion transverse (bas).

Méson D	*(i)* $\left(\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{D}}/\mathrm{d}y\right)^{\text{p–Pb, 5.02 TeV}}_{-0{,}96<y<0{,}04}$ (mb) ; B.R. [8]
D^0	94,5 ± 1,4(stat+extr.) ± 0,9(B.R.)
D^+	40,3 ± 0,8(stat+extr.) ± 1,0(B.R.)
D^{*+}	41,0 ± 1,4(stat+extr.) ± 0,5(B.R.)
D_s^+	23,4 ± 1,6(stat+extr.) ± 0,8(B.R.)
	(ii) $\left(\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{c\bar{c}}}/\mathrm{d}y\right)^{\text{p–Pb, 5.02 TeV}}_{-0{,}96<y<0{,}04}$ ± 1,5%(forme en rapidité) (mb) ; $f(\mathrm{c}\to\mathrm{D})$ [74]
D^0	160,6 ± 2,4(stat+extr.) ± 1,6(B.R.) ± 2,0(F.F.)
D^+	173,3 ± 3,6(stat+extr.) ± 4,3(B.R.) ± 4,8(F.F.)
D^{*+}	174,5 ± 6,1(stat+extr.) ± 2,3(B.R.) ± 3,5(F.F.)
D_s^+	179,3 ± 12,0(stat+extr.) ± 6,3(B.R.) ± 12,2(F.F.)
	(iii) $\sigma^{\mathrm{c\bar{c}}}_{\text{p–Pb, 5.02 TeV}}$ (mb) ; extrapolation en rapidité [62]
D^0	1287 ± 20(stat+extr.) ± 13(B.R.) ± 16(F.F.) $^{+294}_{-47}$(rap.)
D^+	1389 ± 29(stat+extr.) ± 35(B.R.) ± 39(F.F.) $^{+318}_{-51}$(rap.)
D^{*+}	1399 ± 49(stat+extr.) ± 18(B.R.) ± 28(F.F.) $^{+320}_{-51}$(rap.)
D_s^+	1438 ± 96(stat+extr.) ± 50(B.R.) ± 98(F.F.) $^{+329}_{-53}$(rap.)

Table VI.3 – Section efficace de production intégrée en p_T *(i)* des mésons D, par unité de rapidité, à rapidité centrale ; *(ii)* des paires $\mathrm{c\bar{c}}$, par unité de rapidité, à rapidité centrale ; et *(iii)* des paires $\mathrm{c\bar{c}}$ intégrée en rapidité ; évaluée à partir des mésons D^0, D^+, D^{*+} [116] et D_s^+ dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 5{,}02$ TeV. Une incertitude supplémentaire de ±3,7% s'ajoute à toutes les valeurs, pour la luminosité intégrée.

biais minimum à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 5{,}02$ TeV avec les données de 2016. La section efficace de production des paires $\mathrm{c\bar{c}}$, par unité de rapidité, $\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{c\bar{c}}}/\mathrm{d}y$, puis intégrée en rapidité, $\sigma^{\mathrm{c\bar{c}}}$, extraite à partir des sections efficaces différentielles de production de chaque méson D, est présentée tableau VI.3. La procédure appliquée section VI.A-2, pour l'extrapolation sur tout l'intervalle de rapidité et le retranchement des fractions de fragmentation, est adaptée dans le cas des collisions p–Pb. En particulier, l'extrapolation en rapidité est réalisée à partir de prédictions FONLL [62] dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5{,}02$ TeV, prenant en compte l'asymétrie en énergie des nucléons incidents mais pas l'asymétrie exercée par la présence du noyau de plomb dans le système en collision.

Les sections efficaces de production de paires $\mathrm{c\bar{c}}$, extrapolées à partir des mésons D^0, D^+, D^{*+} et D_s^+, sont compatibles entre elles, considérant les différentes sources d'incertitudes. On remarque cependant que les valeurs extraites à partir de la mesure de la section efficace des mésons D_s^+ sont supérieures à celles déterminées grâce aux mésons D non-étranges. Ce constat est à relier à l'absence de mesures

note publique [116] mais nous présentons ici une amélioration de ces résultats en vue d'une publication (en cours de rédaction).

en-dessous de 2 GeV/c pour le D_s^+, obligeant une extrapolation plus incertaine dans la région d'impulsion transverse au plus fort taux de production, là où les autres mésons D ont eux des points de mesures pour $p_T > 0$ ou $p_T > 1$ GeV/c. Dans ce cas précis, les extrapolations surestiment probablement la section efficace des mésons D_s^+ de bas p_T. La section efficace de production des quarks charmés par unité de rapidité, $d\sigma^{c\bar{c}}/dy$, à rapidité centrale, évaluée par extrapolation de la mesure de la section efficace des mésons D^0 est comparable à la mesure précédemment publiée par ALICE [15] avec les données de 2013 [76].

En tenant compte de la section efficace d'interaction inélastique des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, $\sigma_{INEL}^{p\text{–}Pb,\ 5{,}02\ TeV} = 2{,}17 \pm 0{,}07$ b, on conclut qu'un méson D_s^+ (D^0) est produit à rapidité centrale toutes les 100 (25) collisions inélastiques, en moyenne. À l'aide de l'extrapolation de la section efficace de production des mésons D^0 vers celle des quarks charmés, on estime qu'environ 60 paires $c\bar{c}$ sont produites toutes les 100 collisions inélastiques, parmi lesquelles à peu près 8 sont émises dans $-0{,}96 < y_{lab} < 0{,}04$, toutes impulsions confondues.

VI.B-3 Facteur de modification nucléaire

VI.B-3.i Comparaison à la mesure préexistante

En associant les sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ prompts dans les collisions p–Pb de biais minimum à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, mesurée durant cette thèse, et pp à la même énergie $\sqrt{s} = 5{,}02$ TeV, récemment mesurée par ALICE [160], il est possible de construire un facteur de modification nucléaire (Eq. I.5) :

$$R_{pPb} = \frac{1}{A} \cdot \frac{d^2\sigma_{p\text{–}Pb,\ MB}^{prompt\ D}/(dp_T dy)}{d^2\sigma_{pp,\ MB}^{prompt\ D}/(dp_T dy)} \tag{VI.14}$$

où $A = 208$ correspond au nombre de masse du noyau de plomb $^{208}_{82}Pb$. Les incertitudes statistiques et systématiques associées aux deux systèmes sont considérées comme indépendantes et sont donc propagées, au niveau du rapport, par une somme quadratique, à l'exception des incertitudes sur :

- les rapports d'embranchement, qui se suppriment complètement dans le rapport.
- les fractions promptes de mésons D_s^+, dont les incertitudes, partiellement corrélées par les prédictions FONLL (V.G-1), s'éliminent partiellement. En conséquence, la fraction prompte sur le rapport des sections efficaces est calculée en faisant varier simultanément les paramètres de FONLL du numérateur et du dénominateur.

Les facteurs de modification nucléaire des mésons D_s^+ issus des données de 2013 (*run* 1) et de 2016 (*run* 2) sont comparés figure VI.12. Celui acquis par les données du *run* 2 du LHC permet d'atteindre l'impulsion transverse de 24 GeV/c, par l'ajout de deux mesures supplémentaires en p_T. De plus, la nouvelle mesure

15. $d\sigma_{p\text{–}Pb,\ 5.02\ TeV}^{c\bar{c}}/dy(\text{ALICE}) = 151 \pm 14(\text{stat.})^{+13}_{-26}(\text{syst.}) \pm 6(\text{lumi.}) \pm 7(\text{F.F.}) \pm 5(\text{rap.})$

du facteur de modification nucléaire est bien plus précise, réduisant d'un facteur 1,7 à 2,9 (2,6 à 3,4) les incertitudes statistiques (systématiques). Il est à noter que l'amélioration de la précision du R_{pPb} est déterminée par *(i)* la luminosité intégrée plus riche en 2016 qu'en 2013, mais aussi *(ii)* la section efficace de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5{,}02$ TeV — la référence — nouvellement mesurée avec les données de 2017 [160]. Effectivement, en 2013, la référence pp à $\sqrt{s} = 5{,}02$ TeV n'était pas encore mesurée, mais plutôt extrapolée à partir d'une mesure à $\sqrt{s} = 7$ TeV [76, 95].

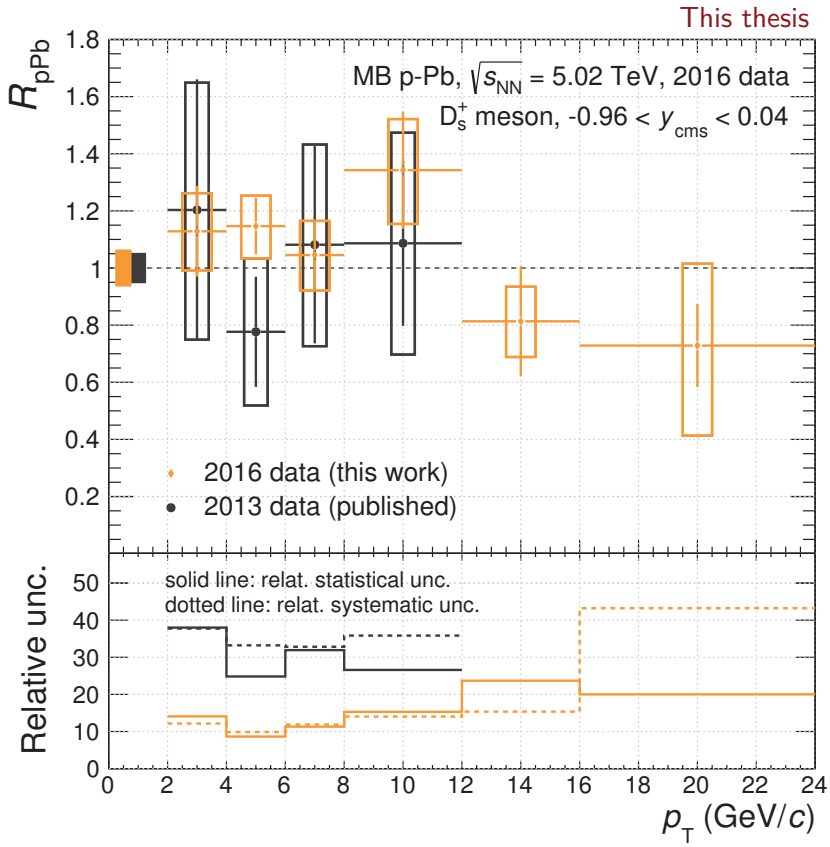

FIGURE VI.12 – Facteur de modification nucléaire des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts dans les collisions p–Pb de biais minimum à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, mesuré dans ce travail de thèse (données 2016), comparé aux résultats publiés [76, 95] (données 2013). Les boîtes orange et noire à $R_{\mathrm{pPb}} = 1$ représentent les incertitudes sur la normalisation des données 2016 (6%) et 2010 (5%) respectivement.

Tout comme le facteur de modification nucléaire des mésons D non-étranges ($\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$, $\mathrm{D^{*+}}$), le facteur R_{pPb} des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts est compatible avec l'unité de 2 à 24 GeV/c, compte tenu des incertitudes statistiques et systématiques actuelles (figure VI.13). Ceci suggère que la production des mésons D dans les collisions p–Pb de biais minimum est similaire à celle des collisions pp à un facteur $\langle N_{\mathrm{coll}} \rangle_{\mathrm{MB}} = 6{,}88$ près [30], représentant le nombre moyen de collisions binaires indépendantes dans le système p–Pb (I.B-2). Les facteurs de modification nucléaire

des mésons D étranges et non-étranges sont équivalents, ou à défaut peu différents, au regard des incertitudes de mesure, considérant les collisions de biais minimum. Par conséquent, les facteurs de modification nucléaire de l'ensemble des i mésons D étant similaires, ceux-ci peuvent être associés dans une moyenne pondérée par les incertitudes statistiques σ_i :

$$R_{\mathrm{pPb}}(\mathrm{D}^0,\ \mathrm{D}^+,\ \mathrm{D}^{*+},\ \mathrm{D}_s^+) = \left(\sum_i \frac{R_{\mathrm{pPb}}(\mathrm{D}_i)}{\sigma_i^2}\right) / \left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}\right) \tag{VI.15}$$

Les intervalles d'impulsion transverse sont ajustés sur ceux de la mesure du méson D_s^+. Les incertitudes systématiques liées à la trajectographie sont considérées complètement corrélées et sont donc ajoutées linéairement entre espèce de mésons D. L'incertitude sur la normalisation est commune à toutes les espèces (6%). Les autres sources d'incertitudes systématiques sont supposées non-corrélées (ou faiblement) et sont sommées en quadrature. Le facteur de modification nucléaire de tous les mésons D, moyenné, est présentée figure VI.14. Ce dernier est compatible avec l'unité, aux incertitudes de mesure près, sur tout l'intervalle en impulsion transverse étudié.

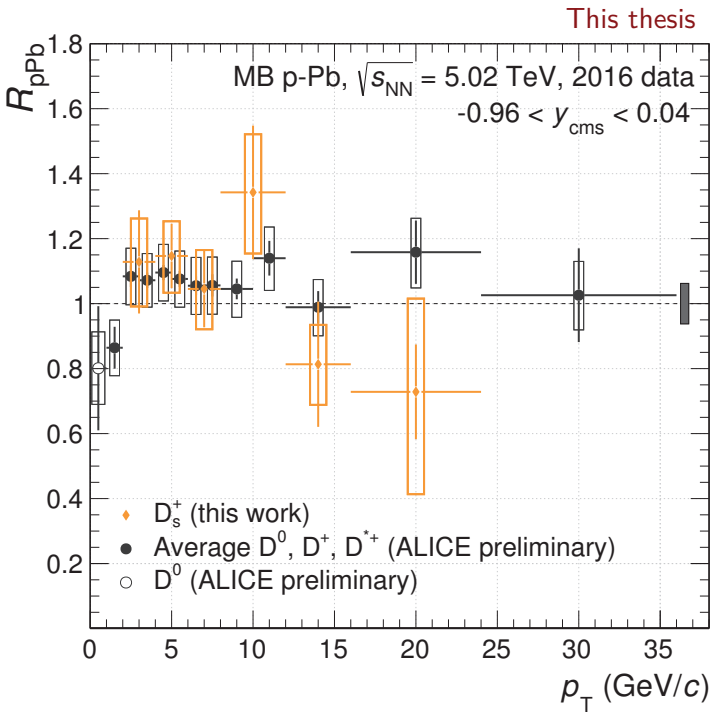

FIGURE VI.13 – Facteur de modification nucléaire des mésons D_s^+ prompts comparé à celui, moyenné, des mésons D non-étranges (D^0, D^+, D^{*+}), dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. La boîte noire à $R_{\mathrm{pPb}} = 1$ représente l'incertitude sur la normalisation (6%).

VI.B-3.ii Comparaison à la théorie

Le facteur de modification nucléaire des mésons D dans les collisions p–Pb de biais minimum à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV est mis en parallèle de divers modèles, les uns n'envisageant que des effets nucléaires froids, les autres supposant la présence d'effets nucléaires chauds.

Modèles à effets nucléaires froids. Une collection de quatre modèles est présentée, figure VI.14-gauche.

- **FONLL associé aux nPDF.** Les prédictions FONLL [62] de productions des mésons D non-étranges prompts dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5{,}02$ TeV, basées sur les fonctions de distributions partoniques *de protons* CTEQ6M [198], sont nuancées par une modification nucléaire appuyée sur la paramétrisation EPPS16 NLO [83]. Cette dernière fait intervenir, entre autres, un dépeuplement des partons de bas x_{B}, dû à un phénomène appelé *shadowing* nucléaire (voir II.C-1).

- **Vitev et al.** propose un calcul perturbatif de QCD (*leading order*) pour la production des quarks lourds [199], supposant l'existence d'un *shadowing* nucléaire. Le modèle prend en compte un « renforcement en k_{T} » intrinsèque : un renforcement de l'impulsion transverse des partons des noyaux procédant de leurs diffusions multiples avant diffusion dure. Les auteurs considèrent également une perte d'énergie par cohérence de gluons émis dans les états initiaux et finaux.

- **Kang et al.** présentent un calcul de production des mésons D fondé sur des diffusions partoniques multiples incohérentes (utilisant un formalisme dit de *higher-twist*), pouvant avoir lieu avant et après diffusion dure [200].

- **Condensat de verre de couleur** (ou CGC pour *Color Glass Condensate*). Ce modèle est basé sur l'existence d'une densité de gluons de bas x_{B} suffisamment grande — et même saturée — pour que ces derniers agissent de manière cohérente et non plus indépendamment les uns des autres, à l'inverse de ce que peut concevoir le théorème de factorisation [201, 202].

Modèles à effets nucléaires chauds. Deux modèles supposant la formation d'un plasma de quarks et de gluons sont comparés à la mesure, figure VI.14-droite. Ils décrivent tous deux des quarks lourds interagissant de façon stochastique [16] avec les partons déconfinés d'un fluide visqueux en expansion relativiste.

- **Duke.** Les quarks lourds produits initialement, tenant compte des effets de *shadowing* nucléaire (CTEQ+EPS09 [82]), vont perdre de l'énergie au cours de leur évolution dans le milieu. Pour ce faire, deux processus sont possibles : les diffusions élastiques (« collisions »

16. Les diffusions non-corrélées des quarks lourds sont mises en œuvre par une équation de Langevin relativiste.

entre partons) et inélastiques (radiation de gluons). L'hadronisation des quarks s'effectue par fragmentation, attendue comme dominante aux hautes impulsions, mais également par recombinaison d'un quark lourd avec un parton léger, prépondérante aux impulsions basses et intermédiaires [203]. Par exemple, pour des pions dont le spectre de production suit une loi de puissance, le rapport des deux mécanismes de hadronisation $\mathrm{d}N_\pi^{\mathrm{frag}}/\mathrm{d}N_\pi^{\mathrm{rec}}$ est proportionnel à p^α où p est l'impulsion du pion et α une constante positive [101].

- **POWLANG.** Des effets nucléaires froids, comme le *shadowing* nucléaire (EPS09) et le renforcement en k_{T}, sont inclus pour la production initiale des quarks lourds. Contrairement au modèle de Duke, ces derniers n'interagissent que par diffusion élastique avec les constituants du milieu hydrodynamique. Là aussi, l'hadronisation s'accomplit par recombinaison ou fragmentation [204]. Les coefficients de transport des quarks lourds dans le milieu sont calculés de deux façons différentes, conduisant à deux prédictions différentes. L'une s'appuie sur des calculs de QCD sur réseau (lQCD) ; l'autre repose sur des calculs aux couplages faibles, traitant séparément les collisions dures et molles, effectués dans le formalisme dit de « boucles thermales dures » (HTL, pour *hard thermal loop*).

Tous les calculs de type effets nucléaires froids prédisent un facteur de modification nucléaire compatible avec l'unité aux impulsions intermédiaires et hautes (passé 3 à 5 GeV/c) et reproduisent donc les mesures dans ces régions. À basse impulsion transverse (en-dessous 3 GeV/c), les modèles de FONLL, de Vitev et de CGC conjecturent une décroissance du R_{pPb} et sont également conciliables avec l'expérience. Les incertitudes de la prédiction du calcul CGC sont toutefois à la limite de celles des données. Le modèle de Kang, qui prédit une allure en fonction de p_{T} (une forte croissance du R_{pPb} en-dessous 5 GeV/c) différente des allures prédites par les autres modèles, surestime significativement les mesures en-deçà de 3–4 GeV/c. Les différentes approches des modèles mènent à des prédictions divergentes essentiellement dans la région des basses impulsions transverses, là où les effets nucléaires froids sont supposés les plus significatifs.

Les deux calculs dédiés aux effets nucléaires chauds prédisent qualitativement la même dépendance en impulsion transverse du facteur de modification nucléaire, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV de biais minimum. Les prédictions ont pour allure, en fonction de l'impulsion transverse, *(i)* une augmentation du facteur R_{pPb}, jusqu'à *(ii)* un maximum aux alentours de 2,5 GeV/c, suivi *(iii)* d'une suppression relative inférieure à 20–30% aux plus hauts p_{T}. L'émergence de cette structure provient de l'interaction entre les effets nucléaires froids et les interactions du quark charmé avec le milieu en expansion radiale. Tandis que la position et l'amplitude du pic ne varient pas avec la centralité de la collision, en ce qui concerne le modèle de l'université de Duke, il est subodoré que la suppression relative, elle, s'accentue avec l'augmentation de la centralité [203]. Quelles que soient les interactions mises en jeu (collisionnelles seulement, avec POWLANG,

ou collisionnelles et radiatives, avec Duke) ou les coefficients de transport initiaux du milieu (approche HTL ou lQCD, notamment) les modèles aux effets nucléaires chauds prédisent qualitativement le même facteur de modification nucléaire. La forme attendue par les modèles n'est cependant pas observée dans les collisions p–Pb de biais minimum. En particulier, d'après les incertitudes expérimentales, la mesure semble exclure une suppression supérieure à 10–15%, dans l'intervalle de 2 à 12 GeV/c.

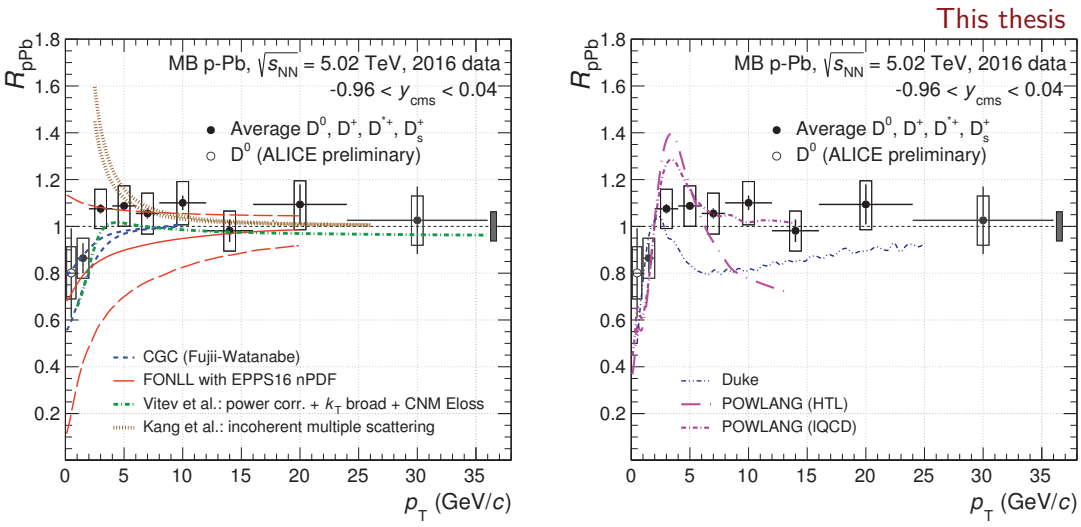

FIGURE VI.14 – Facteur de modification nucléaire des mésons D prompts (D^0, D^+, D^{*+} **et** D_s^+) dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. Gauche : comparaison aux modèles incluant seulement des effets nucléaires froids, condensat de verre de couleur (CGC) [201, 202], FONLL [62] associé à EPPS16 [83], calcul pQCD incluant des effets nucléaires froids (Vitev et al.) [199], et un calcul basé sur des diffusions multiples incohérentes (Kang et al.) [200]. Les différentes courbes de CGC, FONLL et Kang représentent les enveloppes des prédictions. Droite : comparaison aux modèles de transport, Duke [203] et POWLANG dans ses approches HTL et lQCD [204]. La boîte noire à $R_{pPb} = 1$ représente l'incertitude sur la normalisation (6%).

Les facteurs de modification nucléaire des mésons D non-étranges ont pu être mesurés en fonction de la centralité [17] de la collision [116]. Ces derniers sont conciliables avec l'unité dans les classes de centralité 0–10% (collisions centrales, faible paramètre d'impact entre les noyaux) et 60–100% (collisions périphériques, large paramètre d'impact entre les noyaux), d'après les incertitudes expérimentales. Notons que les valeurs centrales de la mesure dans la classe 0–10% sont systématiquement plus larges que l'unité, tandis que celles de la mesure dans la classe 60–80% sont généralement inférieures à l'unité.

17. Dans ce cas précis, la centralité est évaluée à l'aide de l'énergie déposée dans les calorimètres ZDC (III.B-2), positionnés dans la direction de propagation des noyaux de plomb (ZNA). Cette énergie est supposée augmenter de manière monotone avec le nombre de collisions binaires nucléon–nucléon.

VI.C Vers une nouvelle référence pour les collisions Pb–Pb

VI.C-1 Motivation d'une nouvelle observable

Les facteurs de modification nucléaire des mésons D^0, D^+, D^{*+} et D_s^+, les R_{AA} (Eq. I.5), ont été mesurés récemment dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV [112]. Ce type de mesure, déjà réalisée durant le *run* 1 du LHC dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2{,}76$ TeV [110, 111], a le double objectif d'étudier :

(i) la dépendance du facteur de modification nucléaire des mésons D prompts, en fonction de l'impulsion transverse, avec la centralité de la collision. Cet aspect permet principalement d'examiner la perte d'énergie des quarks charmés dans le plasma de quarks et de gluons (I.B-3.iii).

(ii) la dépendance du facteur de modification nucléaire des mésons D_s^+ prompts, relativement à ceux des mésons D^0, D^+ et D^{*+} prompts, avec la centralité de la collision. En effet, la surabondance des quarks étranges produits dans les collisions Pb–Pb, par rapport aux collisions pp [120], pourrait conduire à une augmentation relative des mésons D_s^+ vis-à-vis des mésons D non-étranges, en supposant que le mécanisme de recombinaison ait un rôle significatif lors de la phase de hadronisation des quarks charmés (II.D-3). On présage alors une suppression atténuée du R_{AA} des mésons D_s^+ relativement à celui des mésons D non-étranges ($R_{AA}(D_s^+) > R_{AA}(D)$).

Sur ce dernier point, les mesures actuelles n'autorisent pas à dessiner une conclusion ferme. Si les valeurs du $R_{AA}(D_s^+)$ se trouvent systématiquement supérieures à celles du R_{AA} des mésons D non-étranges — et ce quelle que soit la centralité de la collision — les deux mesures restent compatibles dans la limite d'une déviation standard de leurs incertitudes combinées (figure 5 de [112]). Il est donc nécessaire de réduire les incertitudes de mesure pour mettre au jour une éventuelle atténuation du facteur de modification nucléaire des mésons D_s^+ prompts.

Une source importante d'incertitude sur la mesure des R_{AA} mentionnés précédemment réside dans la section efficace pp de biais minimum utilisée comme référence, qui intervient au dénominateur de la formule du facteur de modification nucléaire (Eq. I.5) :

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{\langle T_{AA}\rangle^{cent}} \cdot \frac{(d^2N/dp_T dy)_{AA}^{cent}}{(d^2\sigma/dp_T dy)_{pp}^{MB}} \tag{VI.16}$$

où le numérateur représente le signal corrigé de mésons D prompts dans les collisions Pb–Pb, pour une centralité de collision « cent » fixée ; $\langle T_{AA}\rangle^{cent}$ est la fonction de recouvrement nucléaire du noyau de plomb pour cette centralité donnée [29]. Au moment de la publication du R_{AA} dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV [112], il n'existait pas de mesure de la section efficace de production des mésons D dans les collisions pp de biais minimum à $\sqrt{s} = 5{,}02$ TeV suffisamment précises [18].

18. Des mesures préliminaires de section efficace différentielle de production des mésons D^0,

Par conséquent, la référence pp employée est issue indirectement de la section efficace de production des mésons D, mesurée dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [77], et extrapolée jusqu'à 5,02 TeV (en s'appuyant sur des calculs FONLL).

Dans ce travail de thèse, il est proposé de remplacer la référence pp, dans la construction du facteur de modification nucléaire, par la section efficace différentielle de production des mésons D dans les collisions p–Pb de biais minimum (présentée section VI.B-1 dans le cas du méson $\mathrm{D_s^+}$), normalisée au nombre de masse $A = 208$ du noyau de plomb. On construit ainsi une nouvelle observable, notée S_{AA} :

$$S_{\mathrm{AA}}(p_{\mathrm{T}}) = \frac{A}{\langle T_{\mathrm{AA}} \rangle^{\mathrm{cent}}} \cdot \frac{(\mathrm{d}^2 N/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y)^{\mathrm{cent}}_{\mathrm{AA}}}{(\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y)^{\mathrm{MB}}_{\mathrm{p-A}}} \tag{VI.17}$$

Plusieurs raisons viennent légitimer l'utilisation d'une section efficace p–Pb en lieu et place d'une section efficace pp.

(a) La plus grande précision des mesures p–Pb de 2016, à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV par rapport aux mesures pp de 2010, à $\sqrt{s} = 7$ TeV, utilisées comme point de départ de l'extrapolation. En particulier les incertitudes statistiques (systématiques) du premier système varient de 4,4 à 20,4% (6,7 à 11%) alors que celles du deuxième système sont comprises entre 15,2 et 27,8% (13%). Aux incertitudes systématiques de la mesure pp $\sqrt{s} = 7$ TeV s'ajoutent celles de l'extrapolation vers $\sqrt{s} = 5{,}02$ TeV, évaluées à $^{+17}_{-4}$% aux alentours de 1 GeV/c et à ± 3% au-dessus de 10 GeV/c.

(b) La correspondance des sections efficaces de production des mésons D dans les collisions pp et p–Pb ($R_{\mathrm{pPb}} = 1$), à un facteur d'échelle près ($A = 208$), dans la limite des incertitudes expérimentales (section VI.B-3).

(c) La section efficace mesurée dans les collisions p–Pb, contrairement aux collisions pp, englobe une partie des effets nucléaires froids qui peuvent être également présents dans les collisions Pb–Pb. La construction d'un S_{AA} pourrait permettre de réduire partiellement l'impact des effets nucléaires froids dans l'étude de la production des mésons D dans les collisions Pb–Pb. Notons cependant qu'il n'est pas garanti que les effets nucléaires froids des collisions p–Pb soient simplement proportionnels au facteur A de normalisation. Par ailleurs, il pourrait être intéressant de symétriser le système p–Pb — p arrivant du côté A de l'expérience, Pb du côté C (III.B-2) — à l'aide d'une moyenne entre les collisions p–Pb et Pb–p.

Dans le cas présent, les arguments *(b)* et *(c)* sont tous deux en faveur de l'utilisation de l'observable S_{AA} mais peuvent paraître quelque peu antagonistes. Si demain le facteur de modification nucléaire des collisions p–Pb n'était plus égal à l'unité (par exemple après réduction des incertitudes expérimentales) et révélait des effets nucléaires froids quantifiables, l'argument *(b)* ne serait plus valide et entrerait en conflit avec l'argument *(c)*. L'observable S_{AA} ne perdrait pas de son intérêt pour autant. C'est justement la sensibilité de la section efficace p–Pb de référence aux effets nucléaires froids — argument *(c)* — qui fait l'originalité et l'intérêt du S_{AA}.

D^+ et D^{*+}, reposant sur 115×10^6 collisions pp de biais minimum à $\sqrt{s} = 5{,}02$ TeV (données de 2015), existaient toutefois au moment de la publication des mesures Pb–Pb [177].

VI.C-2 Construction de l'observable S_{AA}

L'observable S_{AA} a été construite, dans le cadre de cette thèse, pour les mésons D^0, D^+, D^{*+} et D_s^+ prompts, à partir des spectres de signaux corrigés des mésons D ($\mathrm{d}^2N^{\mathrm{cent}}(\mathrm{D})/(\mathrm{d}p_\mathrm{T}\mathrm{d}y)$) dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, extraits de la publication [112], et des sections efficaces des collisions p–Pb de biais minimum à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV (préliminaires dans le cas des mésons D non-étranges [116]). Trois centralités de collisions ont été considérées : 0–10% (collisions centrales), 30–50% (collisions semi-centrales) et 60–80% (collisions périphériques), dont les valeurs moyennes des fonctions de recouvrement nucléaire sont répertoriées tableau VI.4.

Centralité	$\langle T_{\mathrm{AA}}\rangle$ (mb^{-1})	$\langle N_{\mathrm{coll}}\rangle$	$\langle N_{\mathrm{part}}\rangle$
0–10%	23,42 $\pm$ 0,53	1583,0 $\pm$ 38,0	357,9 $\pm$ 1,3
30–50%	3,82 $\pm$ 0,10	258,2 $\pm$ 6,8	108,6 $\pm$ 1,3
60–80%	0,404 $\pm$ 0,012	27,32 $\pm$ 0,78	22,96 $\pm$ 0,42

Table VI.4 – Fonction de recouvrement nucléaire moyenne $\langle T_{\mathrm{AA}}\rangle$, nombre moyen de collisions binaires de nucléons $\langle N_{\mathrm{coll}}\rangle$, nombre moyen de nucléons participants de la collision $\langle N_{\mathrm{part}}\rangle$ (I.B-2), en fonction de la centralité de la collision Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV [29].

Les mesures des sections efficaces de production des mésons D, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, sont données pour un domaine de rapidité décalé vis-à-vis la mesure des collisions Pb–Pb : $-0{,}96 < y_{\mathrm{CMS}} < 0{,}04$ pour les premières, $|y_{\mathrm{CMS}}| < 0{,}5$ pour les secondes, une fois ramenés dans le centre de masse de la collision. En fait, il existe une double asymétrie de la mesure p–Pb par rapport aux sections efficaces pp classiques : *(i)* décalage en rapidité conditionnée par l'énergie asymétrique des faisceaux ; *(ii)* asymétrie des noyaux de la collision, noyaux de plomb d'un côté et protons de l'autre. Cette seconde asymétrie ne sera pas traitée bien qu'étant certainement la plus importante d'un point de vue physique. Nous supposerons plutôt que l'ampleur des effets nucléaires froids possibles (*shadowing* nucléaire, condensat de verre de couleur, ou perte cohérente d'énergie) ne changent pas significativement de $y \simeq -1$ à $y \simeq 0$. En conséquence, seule la première asymétrie sera prise en compte dans ce travail, en appliquant à la section efficace p–Pb expérimentale un facteur corrigeant le décalage en rapidité. Ce facteur, calculé à partir des prédictions de FONLL [62], correspond au rapport des sections efficaces de production des mésons D évalués à rapidité centrale et dans l'intervalle de rapidité de la mesure : $[\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_\mathrm{T}(|y_{\mathrm{CMS}}| < 0{,}5)] \,/\, [\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_\mathrm{T}(-0{,}96 < y_{\mathrm{CMS}} < 0{,}04)]$. La correction en rapidité varie progressivement de 0,5% à basse impulsion transverse (aux alentours de 2 GeV/c) à 2,5% au-delà de 16 GeV/c. Les incertitudes du modèle FONLL sur les facteurs correctifs (rapports de sections efficaces de même énergie) sont négligeables de par le fort degré de corrélation des incertitudes du modèle [19].

19. Le problème posé est semblable à celui du rapport des sections efficaces de production inter-espèce de mésons D (sous-section VI.A-1.iii).

Suivant les mêmes prescriptions que pour l'élaboration du R_{pPb} (section VI.B-3), les incertitudes statistiques et systématiques des deux systèmes sont considérées comme indépendantes, à l'exception de celles complètement corrélées sur les rapports d'embranchement, et de celles partiellement corrélées sur les fractions promptes de mésons D. L'incertitude sur la normalisation correspond à la somme quadratique de l'incertitude sur la luminosité intégrée des collisions p–Pb et de celle sur la fonction de recouvrement nucléaire de la classe de centralité considérée. Les intervalles d'impulsion transverse sont imposés par les mesures du méson $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions Pb–Pb, qui démarrent notamment à 4 GeV/c dans les classes de centralité 0–10% et 30–50%.

Les valeurs de S_{AA} des mésons $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$ prompts ont été combinées dans une moyenne pondérée à l'aide de leurs incertitudes statistiques, de manière similaire à ce qui a été fait pour les R_{pPb} (Eq. VI.15). Les incertitudes systématiques de cette moyenne ont été calculées en jugeant les incertitudes sur la trajectographie, sur l'estimation de la fraction prompte, et sur la normalisation comme étant totalement corrélées.

Les observables S_{AA} et R_{AA} sont comparées pour les trois centralités de collision Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV disponibles, pour les mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts (Fig. VI.15) et les mésons $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$, $\mathrm{D^{*+}}$ prompts moyennés (Fig. VI.16). Les deux types d'observable donnent des résultats compatibles dans les barres d'erreurs, quoique les valeurs de S_{AA} soient systématiquement inférieures à celles de R_{AA}. Bien qu'on ne puisse conclure, ne serait-ce qu'à cause des incertitudes expérimentales, ces différences systématiques ont potentiellement des origines physiques, attribuables aux effets nucléaires froids des collisions p–Pb utilisées comme référence dans les S_{AA} [20]. Les incertitudes statistiques et systématiques de la nouvelle observable sont par ailleurs plus faibles que celles du R_{AA}, notamment pour les mésons $\mathrm{D_s^+}$, quel que soit l'intervalle d'impulsion transverse considéré ou la centralité de la collision Pb–Pb. Pour les intervalles de centralité 0–10% et 30–50% le S_{AA} des mésons $\mathrm{D_s^+}$ présente une suppression s'accentuant avec l'augmentation p_{T} de 2 à 6–10 GeV/c, où elle trouve son niveau le plus prononcé, avant de décroître. Cette suppression indique une réduction de la production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts jusqu'à un facteur d'environ 5 (2,5) pour les collisions Pb–Pb de 0–10% (30–50%) par rapport à une superposition de collisions binaires de nucléons (du noyau de plomb). Le domaine de centralité 60–80% n'affiche pas de suppression au vu des incertitudes expérimentales. Les remarques faites ci-dessus sont pareillement applicables aux mésons $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$, à l'exception de la centralité 60–80% pour laquelle on observe une suppression jusqu'à un facteur 20–30% avec une une dépendance en p_{T} plus réduite.

20. Rappelons-nous également que les facteurs de modification nucléaire des mésons D dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, R_{pPb}, présentent des valeurs centrales systématiquement supérieures à l'unité.

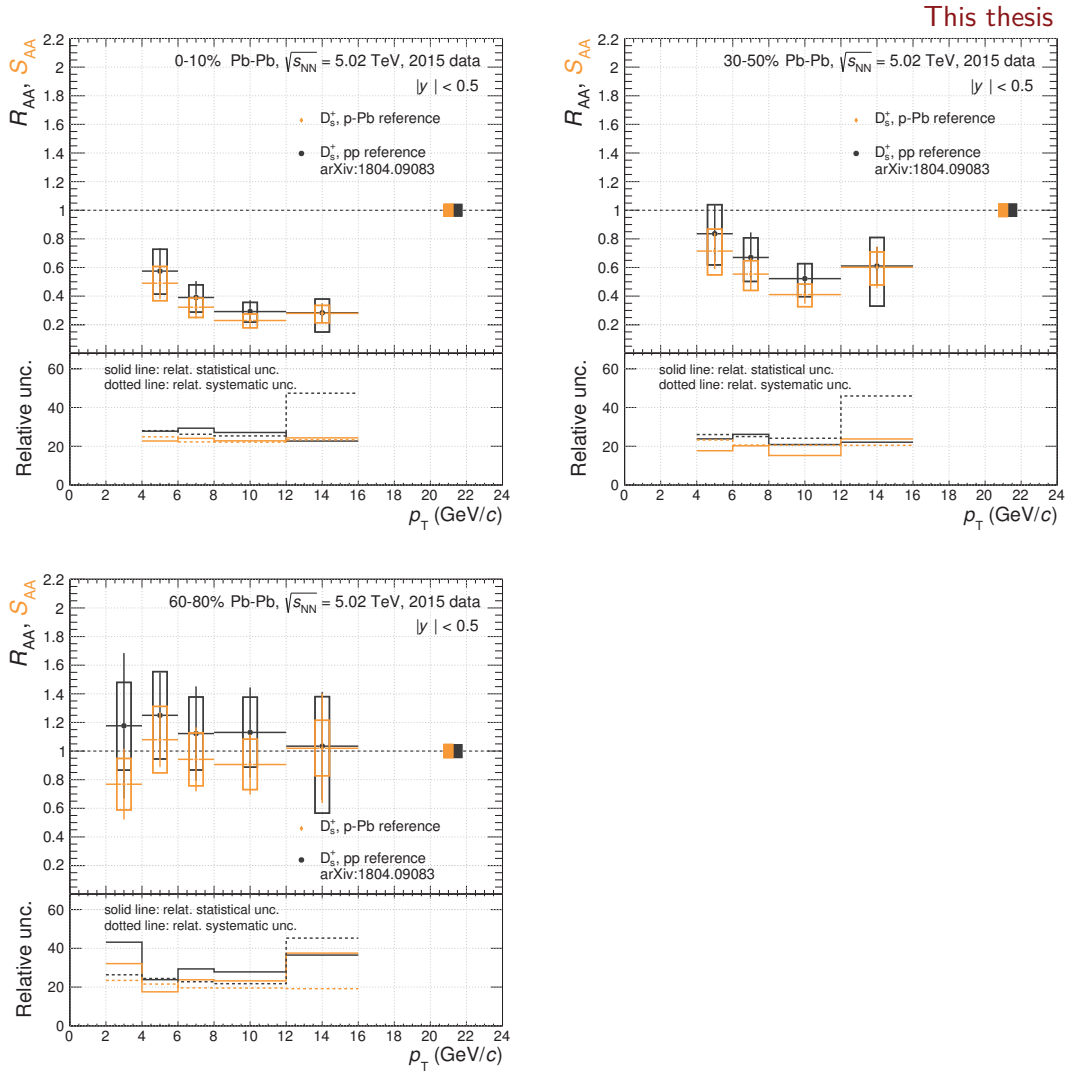

FIGURE VI.15 – Comparaison des observables S_{AA} (ce travail) et R_{AA} ([112]) des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV pour trois classes de centralité différentes : 0–10%, 30–50% et 60–80%. Les boîtes noire et orange à $S_{\mathrm{AA}}(R_{\mathrm{AA}}) = 1$ représentent les incertitudes sur la normalisation ($\mathcal{L}_{\mathrm{int}}^{\mathrm{ref}}$ et $\langle T_{\mathrm{AA}} \rangle^{\mathrm{cent}}$).

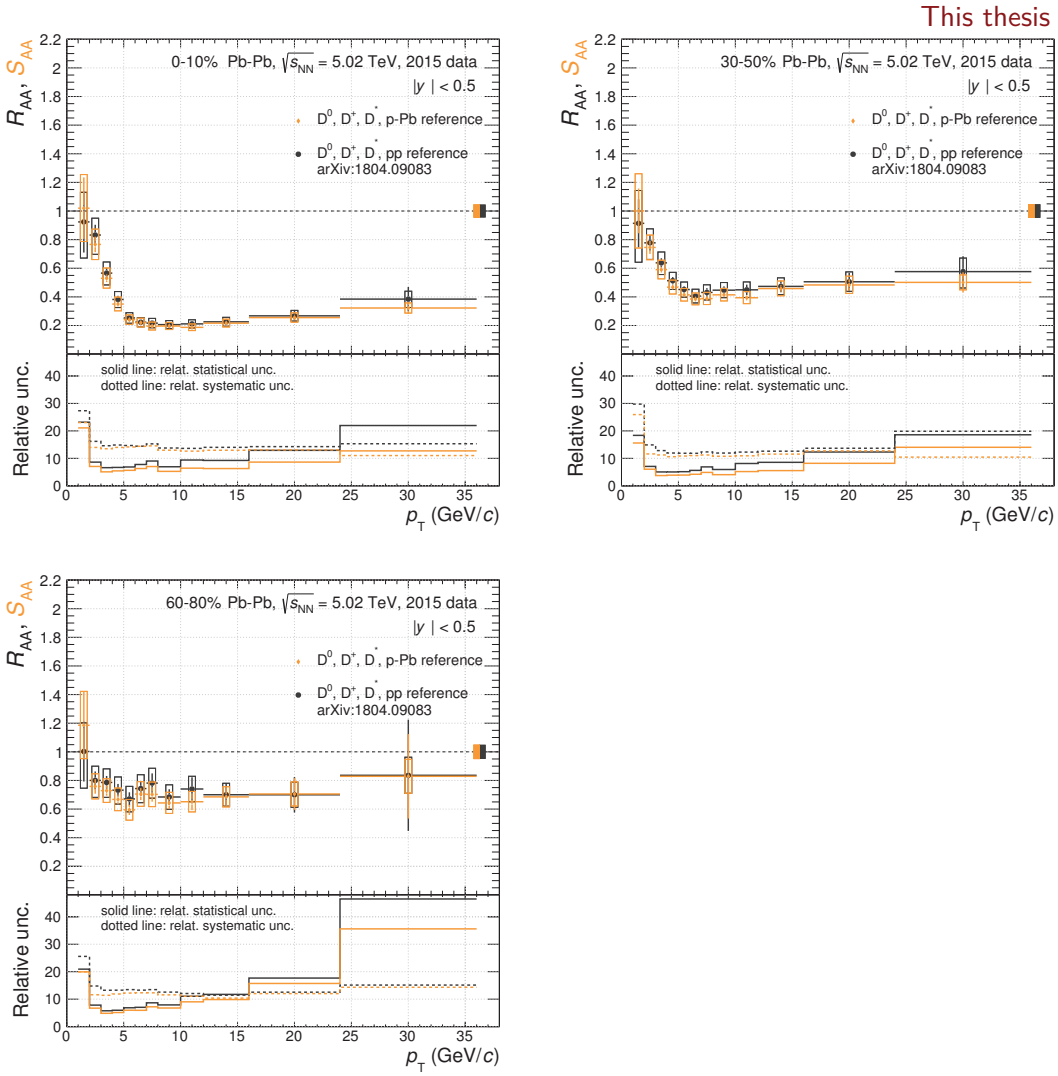

FIGURE VI.16 – Comparaison des observables S_{AA} (ce travail) et R_{AA} ([112]) des mésons D^0, D^+ et D^{*+} prompts, moyennés, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV pour trois classes de centralité différentes : 0–10%, 30–50% et 60–80%. Les boîtes noire et orange à $S_{\mathrm{AA}}(R_{\mathrm{AA}}) = 1$ représentent les incertitudes sur la normalisation ($\mathcal{L}_{\mathrm{int}}^{\mathrm{ref}}$ et $\langle T_{\mathrm{AA}} \rangle^{\mathrm{cent}}$).

VI.C-3 Renforcement des mésons D étranges

L'observable S_{AA} des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts est comparée à celle des mésons D non-étranges moyennés (figure VI.17), toutes construites dans le cadre de cette thèse. Bien que les valeurs de S_{AA} des mésons $\mathrm{D_s^+}$ soient systématiquement supérieures à celles du S_{AA} des mésons D prompts non-étranges, pour toute impulsion transverse et pour toute centralité, les deux mesures sont compatibles entres elles. Les incertitudes expérimentales réduites sur le facteur S_{AA} au regard de celles du R_{AA} ne permettent pas d'observer une surabondance des mésons $\mathrm{D_s^+}$ par rapport aux mésons D non-étranges de plus d'une déviation standard, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV.

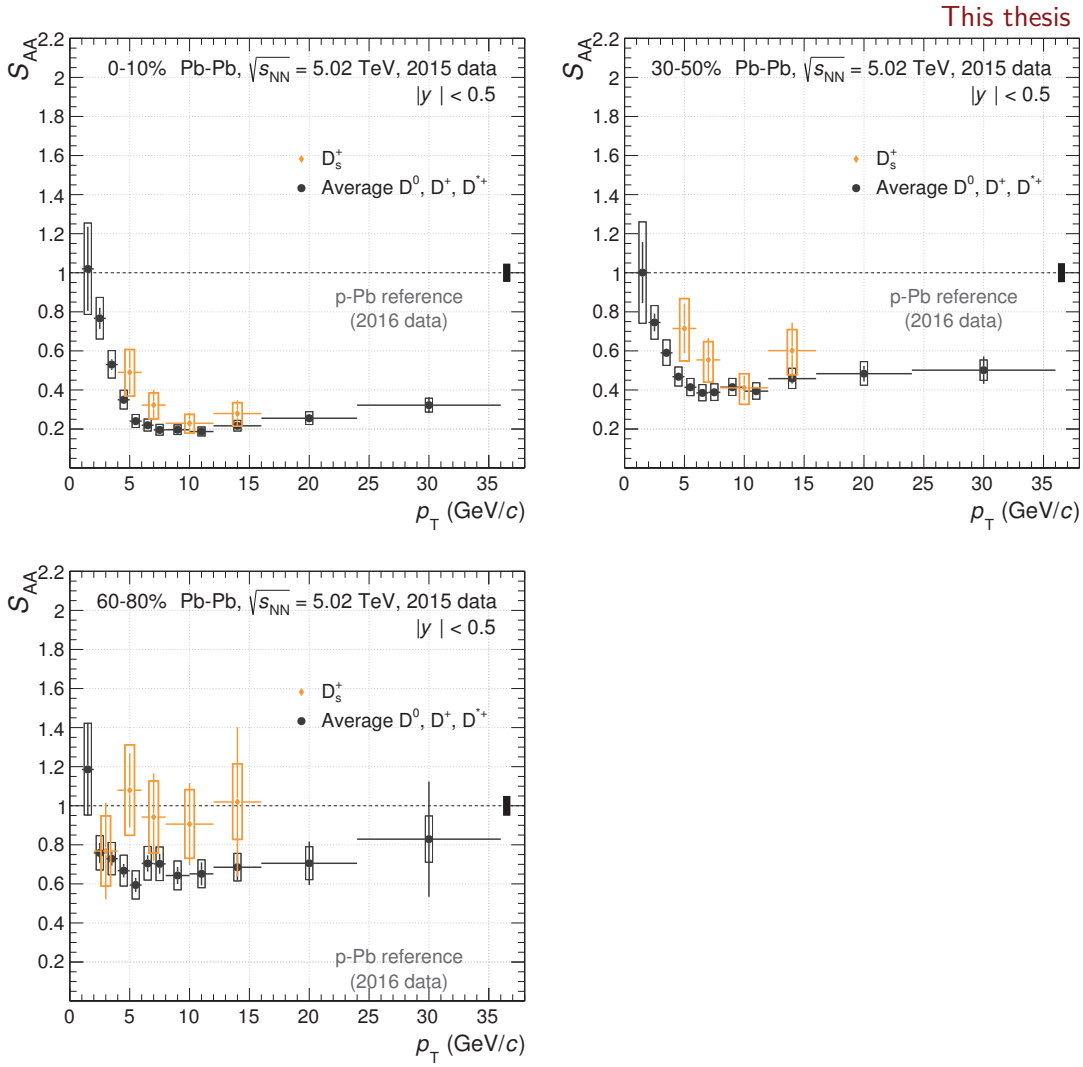

FIGURE VI.17 – Comparaison des observables S_{AA} des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts et des $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$ prompts moyennés, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV pour trois classes de centralité différentes : 0–10%, 30–50% et 60–80%. La boîte noire à $S_{\mathrm{AA}} = 1$ représente l'incertitude sur la normalisation ($\mathcal{L}_{\mathrm{int}}^{\mathrm{p-pPb}}$ et $\langle T_{\mathrm{AA}} \rangle^{\mathrm{cent}}$).

Deux modèles de transport des quarks lourds dans un plasma de quarks et de gluons proposent des prédictions pour les R_{AA} des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts et des mésons $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$ prompts.

- **TAMU** établit le transport des quarks lourds, dont la production est estimée initialement par un calcul FONLL corrigé des effets de *shadowing* nucléaire par EPS09, à l'aide d'une équation stochastique de Langevin relativiste [121]. Seuls les processus élastiques (collisions entre partons) sont autorisés dans ce modèle ; les radiations de gluons ne sont pas considérées.
- **Parton-Hadron-String Dynamics (PHSD)** s'appuie sur une équation de Boltzmann pour décrire le transport des quarks lourds, dont le spectre en impulsion est généré à partir de Pythia 6 puis pondéré des effets de *shadowing* nucléaire de EPS09 [122]. En plus des collisions partoniques, incluses dans le modèle TAMU, PHSD tient compte des pertes radiatives d'énergie des quarks lourds (radiations de gluons) induites par le milieu.

Dans ces deux modèles, l'hadronisation des quarks lourds s'effectue par fragmentation mais également par recombinaison de quarks, mise en œuvre par une probabilité d'association des antiquarks avec les quarks charmés proches spatialement et en impulsion. TAMU et PHSD conjecturent aussi des sections efficaces d'interaction différentes pour les mésons $\mathrm{D_s^+}$ et D non-étranges, dans la phase hadronique de l'évolution du système. Remarquons que leurs prédictions des R_{AA} sont susceptibles de différer de celles des S_{AA}, non disponibles [21]. La variable S_{AA}, plus précise expérimentalement que le R_{AA}, est potentiellement biaisée par rapport aux prédictions de R_{AA} mais, dans le cas présent, ce biais est certainement plus petit que les incertitudes de mesure.

Une augmentation du R_{AA} des mésons $\mathrm{D_s^+}$, relativement à celui des mésons D non-étranges, est attendue par les modèles TAMU et PHSD (figure VI.18) dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV de centralité 0–10% et 30–50%. Ce renforcement relatif est surtout présent aux basses impulsions transverses, en-dessous de 5–6 GeV/c, là où le phénomène de recombinaison est appréciable au regard des mécanismes de fragmentation. Le modèle PHSD subodore toutefois une différence peu marquée, entre les mésons $\mathrm{D_s^+}$ et les mésons D non-étranges, dans la région commune des mesures ($p_{\mathrm{T}} > 4$ GeV/c). Le modèle TAMU prévoit une différence d'environ 30%, plus marquée, et ce jusqu'à 8 GeV/c, approchant la tendance indiquée par la mesure du S_{AA}. En raison des incertitudes expérimentales subsistantes, même en passant d'un R_{AA} à un S_{AA}, il n'est pas possible de se prononcer quant à un renforcement des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts relativement aux mésons D non-étranges, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV.

21. Les R_{AA} peuvent d'autant plus différer des S_{AA} si lesdits modèles prédisent la formation d'un plasma de quarks et de gluons dans les collisions p–Pb de biais minimum.

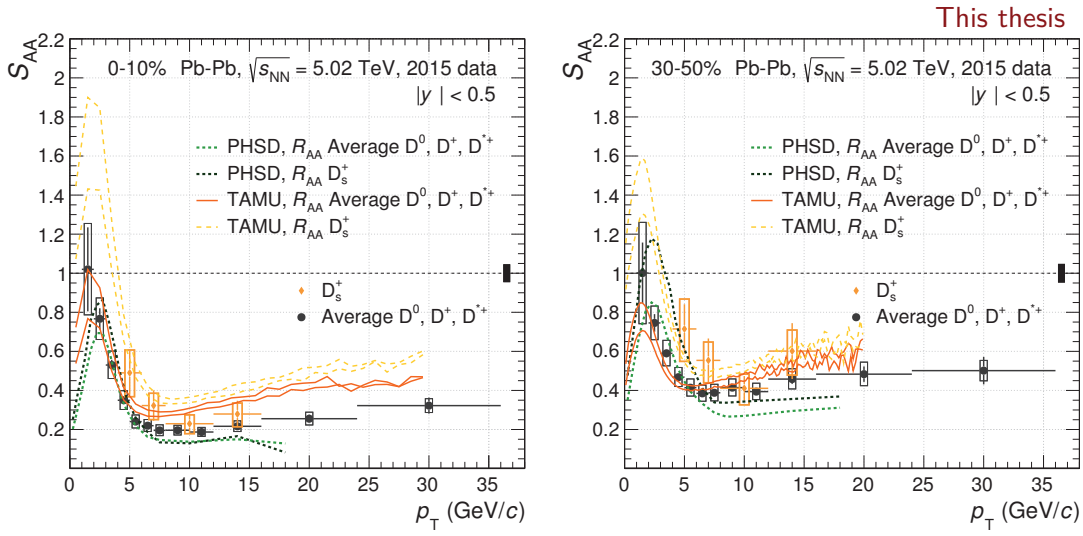

FIGURE VI.18 – Observables S_{AA} des mésons D_s^+ prompts et des D^0, D^+ et D^{*+} prompts moyennés, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV de centralité 0–10%, 30–50% et 60–80%, comparées aux prédictions de TAMU [121] et PHSD [122]. Les différentes courbes de TAMU représentent les enveloppes des prédictions, tandis que le modèle PHSD ne fournit que les valeurs centrales de ses prédictions. La boîte noire à $S_{AA} = 1$ représente l'incertitude sur la normalisation ($\mathcal{L}_{int}^{p-Pb}$ et $\langle T_{AA} \rangle^{cent}$).

Conclusions et perspectives

Nous avons présenté dans ce manuscrit de thèse une étude expérimentale de la production des mésons D_s^+, à rapidité centrale, dans les collisions proton–proton (pp) et proton–plomb (p–Pb), à des énergies par paire de nucléons dans le référentiel du centre de masse, $\sqrt{s_{NN}}$, de 13 TeV et 5,02 TeV respectivement. Cette étude a été réalisée avec le détecteur ALICE, lors de la seconde campagne de prise de données (*run* 2) du collisionneur LHC du CERN. Elle a permis d'effectuer des mesures détaillées de la section efficace différentielle de production, à partir desquelles nous avons pu examiner :

- l'évolution avec l'énergie de collision de la production des mésons D_s^+ dans les collisions pp, pour lesquelles des données à plusieurs énergies sont disponibles, spécialement à $\sqrt{s} = 7$ et 13 TeV ;
- l'abondance relative des mésons D_s^+ par rapport aux mésons D non-étranges (D^0, D^+ et D^{*+}) pour les collisions pp et p–Pb ;
- la section efficace totale de production des paires quark–antiquark charmés ($c\bar{c}$) dans les collisions pp et p–Pb ;
- les facteurs de modification nucléaire obtenus à partir de la comparaison des systèmes p–Pb et pp (R_{pPb}) d'un côté, et Pb–Pb et p–Pb (S_{AA}) de l'autre.

La mesure des mésons D_s^+ a été effectuée ici par la reconstruction de leurs produits de désintégration hadronique, via le canal $D_s^+ \to \pi^+[\phi(1020) \to K^+K^-]$. La reconstruction s'est appuyée sur des critères de sélection, basés sur la topologie de la désintégration, à optimiser pour réduire le bruit de fond combinatoire tout en préservant une quantité de signal raisonnable. À cet égard, une méthode originale, statistique, a été développée au cours de cette thèse pour limiter les effets dus aux fluctuations statistiques dans la méthode standard d'optimisation des coupures de sélection. Les signaux bruts ont été extraits par la méthode de la masse invariante, pour des intervalles d'impulsion transverse allant de 2 à 16 GeV/c pour les collisions pp et de 2 à 24 GeV/c dans le cas des collisions p–Pb. Ils présentent des significances statistiques élevées, jusqu'à 24,4 pour les collisions p–Pb, jusqu'alors jamais atteintes dans le cas des mésons D_s^+. La section efficace différentielle, obtenue après normalisation et correction des effets d'acceptance et d'efficacité, a subi une évaluation poussée des incertitudes systématiques.

Collisions proton–proton

La section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ prompts a été mesurée, à rapidité centrale ($|y| < 0{,}5$), pour la première fois dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, énergie de collision la plus élevée jamais atteinte par un accélérateur. C'est la mesure la plus précise à ce jour, avec des incertitudes réduites d'un facteur 1,2 à 2,2 par rapport à la dernière mesure en date, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [77]. L'intervalle en impulsion transverse de la mesure, de 2 à 12 GeV/c pour les collisions à 7 TeV, est de surcroît étendu jusqu'à 16 GeV/c. La section efficace mesurée à $\sqrt{s} = 13$ TeV est sous-estimée systématiquement par les prédictions des calculs pQCD semi-analytiques disponibles (factorisation en k_T) — jusqu'à un facteur 2 — et des modèles Monte Carlo de génération d'événements, tel que Powheg associé à Pythia 6 — jusqu'à un facteur 5 — aux incertitudes toutefois bien supérieures à celles expérimentales. Une telle mesure ne permet pas à elle seule de contraindre intégralement les modèles, qui nécessitent des observables plus discriminantes. C'est pour cela que nous avons étudié, dans un second temps, *(i)* la dépendance en énergie de collision et *(ii)* l'abondance relative des mésons D_s^+.

La dépendance en énergie de collision a été examinée en termes du rapport $d\sigma/dp_T(13\text{ TeV}) \,/\, d\sigma/dp_T(7\text{ TeV})$. Ce dernier, sensible aux fonctions de distributions partoniques (PDF), est plus approprié pour discriminer les modèles théoriques. Le rapport est à peu près constant avec l'impulsion transverse et montre une augmentation de la section efficace d'environ 60% entre 7 et 13 TeV. Les modèles sont qualitativement en accord avec la mesure mais les incertitudes théoriques et expérimentales restent toutefois importantes.

L'abondance des mésons D_s^+ a été comparée à celles des mésons D^0, D^+ et D^{*+}. Les abondances relatives entre espèce de mésons D sont particulièrement sensibles aux fonctions de fragmentation. De plus, ces observables permettent de réduire considérablement les incertitudes théoriques. D'ailleurs, la tendance des incertitudes s'inverse : les calculs deviennent plus précis que la mesure. Les rapports de la production des mésons D_s^+ à celle des mésons D non-étranges sont à peu près constants en fonction de l'impulsion transverse, ce qui suggère une faible différence, du moins de forme, entre les fonctions de fragmentation des différents mésons D. La paramétrisation du modèle de Lund implémentée dans Pythia semble défavorisée, alors que celle de Peterson mise en œuvre dans les calculs du modèle de factorisation en k_T est supportée par la mesure.

La section efficace différentielle des mésons D_s^+, mesurée entre 2 et 16 GeV/c, a été extrapolée (par deux fonctions différentes) pour obtenir une mesure de leur section efficace totale, à rapidité centrale :

$$\left(d\sigma^{D_s^+}/dy\right)^{\text{pp, 13 TeV}}_{|y|<0{,}5} = 179{,}6 \pm 29{,}0(\text{stat.+extr.}) \pm 9{,}0(\text{lumi.}) \pm 6{,}3(\text{B.R.})\ \mu\text{b}$$

La valeur obtenue a été utilisée pour estimer le taux de production des paires $c\bar{c}$ dans les collisions pp de biais minimum à $\sqrt{s} = 13$ TeV. À cette énergie, 16 paires $c\bar{c}$ sont produites toutes les 100 collisions en moyenne. La procédure d'évaluation du taux de production des paires $c\bar{c}$ a été répétée à partir des autres mesures de mésons

D, qui procurent des résultats compatibles dans la limite des incertitudes. Notons l'importance d'une bonne évaluation de la section efficace totale de production des paires $c\bar{c}$ pour les modèles théoriques, notamment utilisée comme point de référence pour les études de la production du charmonium.

Les premières utilisations du logiciel Rivet (environnement de comparaisons systématisées des modèles Monte Carlo aux mesures expérimentales) dans le domaine des mésons D, auprès de la collaboration ALICE, ont été impulsées avec cette thèse et sont appelées à se poursuivre. La transcription des mesures de mésons D, via l'environnement Rivet, est un aspect clé pour l'amélioration de la description des collisions pp par les modèles Monte Carlo. Rappelons que le pouvoir de découverte des expériences dépend parfois de la capacité des simulations Monte Carlo à modéliser le bruit de fond QCD associé à une observable physique.

La comparaison simultanée de la production des mésons D à des énergies de collision différentes, et dans des régions de rapidité distinctes, devrait être profitable aux études des PDF du proton [159]. Les récentes mesures préliminaires de la production des mésons D dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5$ TeV [160] est une première étape vers cet objectif. La combinaison des mesures de la collaboration ALICE, à rapidité centrale ($|y| < 0{,}5$), et de celles de la collaboration LHCb [205, 206], à rapidité avant ($2 < y < 4{,}5$), permettra de le compléter. L'association des sections efficaces de production des mésons D à deux énergies de collision significativement éloignées, en comparant par exemple les énergies du LHC et celles de RHIC [78] permettrait également une plus forte contrainte des PDF.

L'étude de l'hadronisation des quarks charmés pourra être complétée par les mesures des jets possédant un méson charmé parmi leurs constituants. En effet, les fonctions de fragmentation sont plus directement accessibles par la mesure de l'impulsion totale du jet — donnant accès à l'impulsion du quark charmé — et de sa fraction que porte le méson charmé. À ce propos, de premières mesures de la production des mésons D^{*+}, par ATLAS dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [207], et des quarkonia J/ψ, par LHCb dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV [208], en fonction de la fraction d'impulsion du jet qu'ils portent, ont été réalisées. Les générateurs d'événements (notamment Pythia 6 et 8) peinent à reproduire ce type de mesures.

Collisions proton–plomb

La section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ prompts a été mesurée, à rapidité centrale ($-0{,}96 < y < 0{,}04$), dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. Elle est 2–3 fois plus précise que la mesure précédente, réalisée lors du *run* 1 du LHC, à la même énergie de collision. Cette réduction significative des incertitudes statistiques et systématiques s'explique avant tout par une quantité de données six fois plus abondante d'une part et par une amélioration des performances du détecteur d'autre part. En outre certains protocoles d'analyse et certaines méthodes d'évaluation des incertitudes systématiques ont été raffinés. Ainsi la mesure de la section efficace, initialement réalisée pour des impulsions

transverses comprises entre 2 et 12 GeV/c, a été étendue jusqu'à 24 GeV/c.

L'abondance relative des mésons a été évaluée en fonction de leur impulsion transverse. Les résultats montrent que les rapports $\sigma(\mathrm{D_s^+})/\sigma(\mathrm{D^0})$, $\sigma(\mathrm{D_s^+})/\sigma(\mathrm{D^+})$ et $\sigma(\mathrm{D_s^+})/\sigma(\mathrm{D^{*+}})$ sont à peu près indépendants de l'impulsion transverse et d'amplitudes similaires à ceux mesurés dans les collisions pp de même énergie. Les effets nucléaires froids ne semblent donc pas affecter différemment les mécanismes de hadronisation des mésons $\mathrm{D_s^+}$ et ceux des mésons D non-étranges, ou du moins pas significativement.

Le facteur de modification nucléaire, R_{pPb}, des mésons $\mathrm{D_s^+}$ a été obtenu en normalisant la section efficace différentielle de production dans les collisions p–Pb à celle des collisions pp de même énergie par paire de nucléon. Le facteur R_{pPb}, qualitativement analogue à celui obtenu précédemment (*run* 1), est compatible avec l'unité de 2 à 24 GeV/c, au regard des incertitudes expérimentales. À l'égard de l'observable R_{pPb}, les mésons $\mathrm{D_s^+}$ ne se différencient pas des mésons non-étranges $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$. La mesure combinée des facteurs de modification nucléaire de tous les mésons D a permis d'étudier plus finement les effets nucléaires. Cette dernière semble légitimer les effets nucléaires conventionnels (froids) et exclure la présence d'effets nucléaires chauds dans les collisions p–Pb de biais minimum. L'observable n'est toutefois pas suffisamment sensible pour départager la plupart des modèles à effets nucléaires froids.

D'autre part, les sections efficaces différentielles de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$, mais aussi $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$, dans les collisions p–Pb de biais minimum ont été utilisées comme références des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV pour construire une nouvelle observable, S_{AA}, en lieu et place des références pp des facteurs de modification nucléaire R_{AA} habituels :

$$S_{\mathrm{AA}}(p_{\mathrm{T}}) = \frac{A}{\langle T_{\mathrm{AA}}\rangle^{\mathrm{cent}}} \cdot \frac{(\mathrm{d}^2N/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y)_{\mathrm{AA}}^{\mathrm{cent}}}{(\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\mathrm{d}y)_{\mathrm{p-A}}^{\mathrm{MB}}}$$

Cette observable originale a apporté un gain en précision par rapport aux facteurs R_{AA} de mésons D obtenus jusqu'à présent [112], à partir des références pp extrapolées. De plus, l'observable S_{AA} est supposée englober une partie des effets nucléaires froids. La mesure du S_{AA} des mésons $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV ne présente pas de suppression atténuée vis-à-vis des mésons D non-étranges, pour les classes de centralité 0–10%, 30–50% et 60–80%, dans la limite des incertitudes expérimentales. Ceci semble exclure un renforcement de la production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ relativement à celles des mésons $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$, suggéré dans les collisions Pb–Pb centrales par certains modèles supposant un affermissement des processus de recombinaison dans le milieu nucléaire chaud.

L'inspection de la production des mésons D mesurés dans plusieurs intervalles de rapidité devrait apporter davantage d'informations sur les PDF des noyaux [87], en particulier des distributions des gluons de petites fractions d'impulsion longitudinale x. La récente participation de l'expérience LHCb à la prise de données p–Pb est un pas encourageant dans cette direction [97].

Par ailleurs, la réalisation de mesures différentielles en multiplicité de particules chargées dans les collisions p–Pb pourrait mettre plus en évidence des effets nucléaires, notamment chauds. En effet, si ces derniers sont potentiellement dilués dans les collisions de biais minimum, ils sont susceptibles d'être plus marqués dans les collisions les plus violentes, aux densités d'énergie les plus élevées. En ce sens, de premiers efforts ont été réalisés dans la collaboration ALICE sur les données p–Pb de 2016 [116] mais nécessiteront d'ores et déjà d'être réitérés sur une plus grande quantité de données.

Perspectives

Les études expérimentales de la production du méson D_s^+ réalisées au cours de cette thèse sont, chacune dans leur catégorie, les plus précises à ce jour. Si de premières comparaisons ont pu être accomplies avec des modèles de QCD perturbative (collisions pp), et des modèles d'effets nucléaires froids et chauds (collisions p–Pb), il n'est pas encore possible de départager nettement les modèles et de les contraindre précisément. Ceci nécessite des mesures encore plus précises et plus fines.

Avec la fin du *run* 2, coïncidant approximativement avec la fin de cette thèse, commence une période de jouvence de l'expérience ALICE. Ainsi, le détecteur va subir d'importantes modifications durant le prochain arrêt long du LHC (2019–2020) :

- remplacement de l'ITS actuel par un trajectographe de haute précision constitué de 7 couches de détection entièrement en silicium pixelisé [209] ;
- ajout d'un trajectographe supplémentaire sur la base des mêmes capteurs pixels que le nouvel ITS pour les rapidités arrières, devant le spectromètre à muons [210] ;
- renouvellement des plans de lecture de la TPC, pour une lecture en continue des signaux entrants [211] ;
- remplacement des détecteurs dédiés au déclenchement et à l'évaluation de la multiplicité des collisions (V0, T0, FMD) par un unique détecteur (*Fast Interaction Trigger*) [212] ;
- refonte des algorithmes de traitements en-ligne et hors-ligne des données, et mise en place d'un nouveau centre de calcul de haute performance [213].

Ces importants changements seront particulièrement appréciés dans le domaine des saveurs lourdes, par la reconstruction plus précise des vertex de désintégration des hadrons charmés et beaux (gain en résolution d'un facteur 3 à 5). Couplés à une luminosité intégrée plus élevée, ils permettront d'améliorer considérablement les mesures actuelles. Par exemple, le facteur de modification nucléaire des mésons D_s^+ sera au moins 5 fois plus précis et pourra être mesuré en-dessous 2 GeV/c.

Ainsi, les performances améliorées du détecteur ALICE et la quantité de données plus abondante du *run* 3 (2021–2023) permettront de réduire les incertitudes des mesures dans les trois systèmes pp, p–Pb et Pb–Pb. Les facteurs R_{AA} et S_{AA} des mésons D — $\mathrm{D_s^+}$ spécialement — seront plus précis et permettront certainement de converger vers une conclusion ferme quant à un possible renforcement de la production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ par rapport à celle des mésons D non-étranges dans les collisions Pb–Pb. De surcroît, la mesure de l'écoulement elliptique des mésons $\mathrm{D_s^+}$, tout juste réalisable au vue des performances du détecteur actuel [114], gagnera en sensibilité (avec une incertitude statistique relative attendue de 8%). Les améliorations de la précision des mesures des mésons charmés seront autant de bénéfices pour la détermination des propriétés du plasma de quarks et de gluons.

À l'aide de la jouvence du détecteur, l'étude de la production des baryons de saveurs lourdes, dans les collisions d'ions lourds, pourra être abordée. Celle-ci a d'ores et déjà pris place avec les récentes mesures des baryons charmés Λ_{c}^+ dans les collisions p–Pb [214] et Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV [215] par ALICE, et dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 0{,}2$ TeV par l'expérience STAR [216]. Ces mesures novatrices mettent en défaut la vaste majorité des modèles de QCD perturbative et des modèles Monte Carlo. Il est donc d'un intérêt majeur d'affiner ces mesures en vue d'élargir notre vision de la physique du charme dans les collisions noyau–noyau.

Bibliographie

[1] S. Borsanyi, Z. Fodor, C. Hoelbling, S. D. Katz, S. Krieg, and K. K. Szabo, *Full result for the QCD equation of state with 2+1 flavors*, *Phys. Lett.* **B730** (2014) 99–104, [arXiv:1309.5258]. DOI link.

[2] T. Bhattacharya for the HotQCD Collaboration, *The QCD Equation of State*, in *Proceedings, Lattice 2014 : Brookhaven, NY, USA, June 23-28.* Published in *PoS* **LATTICE2014** (2015) 225, [arXiv:1501.07652].

[3] L. Gladilin, *Fragmentation fractions of c and b quarks into charmed hadrons at LEP*, *Eur. Phys. J.* **C75** (2015), no. 1 19, [arXiv:1404.3888]. DOI link.

[4] Wikipedia, *Modèle standard de la physique des particules*, July 2018. /fr.wikipedia.org/wiki/Modèle_standard_(physique_des_particules).

[5] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343–1346. DOI link.

[6] H. D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ?*, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346–1349. DOI link.

[7] D. H. Perkins, *Introduction to high energy physics*, *Cambridge Univ. Press* (ed. 2000). inspirehep.net/record/184231.

[8] Particle Data Group Collaboration, *Review of Particle Physics*, *Phys. Rev.* **D98** (2018) 030001. pdg.lbl.gov, DOI link.

[9] LHCb Collaboration, *Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \to J/\psi K^- p$ Decays*, *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015) 072001, [arXiv:1507.03414]. DOI link.

[10] G. Cotugno, R. Faccini, A. D. Polosa, and C. Sabelli, *Charmed Baryonium*, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 132005, [arXiv:0911.2178]. DOI link.

[11] LHCb Collaboration, *Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state*, *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014), no. 22 222002, [arXiv:1404.1903]. DOI link.

[12] G. Chanfray, *QCD and Symmetries related to nucleon structure and strongly interacting matter*, in *Proceedings, École Joliot Curie : Lacanau, France* (2010). /cel.archives-ouvertes.fr/cel-00760885.

[13] R. Hagedorn, *Statistical thermodynamics of strong interactions at high-energies*, *Nuovo Cim. Suppl.* **3** (1965) 147–186. inspirehep.net/record/48753.

[14] N. Cabibbo and G. Parisi, *Exponential hadronic spectrum and quark liberation*, *Physics Letters B* **59** (1975), no. 1 67–69. DOI link.

[15] J. C. Collins and M. J. Perry, *Superdense matter : Neutrons or asymptotically free quarks ?*, *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1353–1356. DOI link.

[16] S. Weissenborn, I. Sagert, G. Pagliara, M. Hempel, and J. Schaffner-Bielich, *Quark Matter In Massive Neutron Stars*, *Astrophys. J.* **740** (2011) L14, [arXiv:1102.2869]. DOI link.

[17] S. Borsanyi, G. Endrodi, Z. Fodor, A. Jakovac, S. D. Katz, S. Krieg, C. Ratti, and K. K. Szabo, *The QCD equation of state with dynamical quarks*, *JHEP* **11** (2010) 077, [arXiv:1007.2580]. DOI link.

[18] U. W. Heinz and M. Jacob, *Evidence for a new state of matter : An Assessment of the results from the CERN lead beam program*, Announcement, Feb. 2000 [nucl-th/0002042].

[19] 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.* **A757** (2005) 102–183, [nucl-ex/0501009]. DOI link.

[20] PHENIX Collaboration, *Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX collaboration*, *Nucl. Phys.* **A757** (2005) 184–283, [nucl-ex/0410003]. DOI link.

[21] BRAHMS Collaboration, *Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC : The perspective from the BRAHMS experiment*, *Nucl. Phys.* **A757** (2005) 1–27, [nucl-ex/0410020]. DOI link.

[22] PHOBOS Collaboration, *The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC*, *Nucl. Phys.* **A757** (2005) 28–101, [nucl-ex/0410022]. DOI link.

[23] J. D. Bjorken, *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region*, *Phys. Rev. D* **27** (1983) 140–151. DOI link.

[24] ALICE Collaboration, *Measurement of transverse energy at midrapidity in Pb-Pb collisions at* $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ *TeV*, *Phys. Rev.* **C94** (2016), no. 3 034903, [arXiv:1603.04775]. DOI link.

[25] CMS Collaboration, *Measurement of the pseudorapidity and centrality dependence of the transverse energy density in PbPb collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 2{,}76$ *TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 152303, [arXiv:1205.2488]. DOI link.

[26] ALICE Collaboration, *Direct photon production in Pb-Pb collisions at* $\sqrt{s_{\rm NN}}$ *= 2.76 TeV*, *Phys. Lett.* **B754** (2016) 235–248, [arXiv:1509.07324]. DOI link.

[27] ALICE Collaboration, *Production of* ^{4}*He and* $^4\overline{He}$ *in Pb-Pb collisions at* $\sqrt{s_{\rm NN}}$ *= 2.76 TeV at the LHC*, *Nucl. Phys.* **A971** (2018) 1–20, [arXiv:1710.07531]. DOI link.

[28] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, *Glauber modeling in high energy nuclear collisions*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **57** (2007) 205–243, [nucl-ex/0701025]. DOI link.

[29] ALICE Collaboration, *Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at midrapidity in Pb-Pb collisions at* $\sqrt{s_{\rm NN}}$ *= 5.02 TeV*, *ALICE-PUBLIC-2015-008* (2015). /cds.cern.ch/record/2118084.

[30] ALICE Collaboration, *Centrality dependence of particle production in p-Pb collisions at* $\sqrt{s_{\rm NN}}$*= 5.02 TeV*, *Phys. Rev.* **C91** (2015), no. 6 064905, [arXiv:1412.6828]. DOI link.

[31] B. Hippolyte, *Production des hadrons légers et Plasma de Quarks et de Gluons au LHC*, Habilitation à diriger des recherches (2015).

[32] S. Wheaton and J. Cleymans, *THERMUS : A Thermal model package for ROOT*, *Comput. Phys. Commun.* **180** (2009) 84–106, [hep-ph/0407174v2]. DOI link.

[33] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel, *Thermal hadron production in relativistic nuclear collisions : The Hadron mass spectrum, the horn, and the QCD phase transition*, *Phys. Lett.* **B673** (2009) 142–145, [arXiv:0812.1186]. [Erratum : Phys. Lett.B678,516(2009)]. DOI link.

[34] M. Petran, J. Letessier, J. Rafelski, and G. Torrieri, *SHARE with CHARM*, *Comput. Phys. Commun.* **185** (2014) 2056–2079, [arXiv:1310.5108]. DOI link.

[35] S. A. Voloshin, A. M. Poskanzer, and R. Snellings, *Collective phenomena in non-central nuclear collisions*, *Landolt-Bornstein* **23** (2010) 293–333, [arXiv:0809.2949]. DOI link.

[36] ATLAS Collaboration, *Measurement of the azimuthal anisotropy of charged particles produced in* $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 5,02 *TeV Pb+Pb collisions with the ATLAS detector*, arXiv:1808.03951.

[37] ALICE Collaboration, *Correlated event-by-event fluctuations of flow harmonics in Pb-Pb collisions at* $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 2,76 *TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 182301, [arXiv:1604.07663]. DOI link.

[38] ATLAS Collaboration, *Measurement of the correlation between flow harmonics of different order in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Rev.* **C92** (2015) 034903, [arXiv:1504.01289]. DOI link.

[39] ALICE Collaboration, *Anisotropic flow of identified particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV*, arXiv:1805.04390.

[40] C. Gale, S. Jeon, B. Schenke, P. Tribedy, and R. Venugopalan, *Event-by-event anisotropic flow in heavy-ion collisions from combined Yang-Mills and viscous fluid dynamics*, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013), no. 1 012302, [arXiv:1209.6330]. DOI link.

[41] ALICE Collaboration, *ALICE : Physics performance report, volume II*, *J. Phys.* **G32** (2006) 1295–2040. /inspirehep.net/record/1614069, DOI link.

[42] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigné, and D. Schiff, *Radiative energy loss of high-energy quarks and gluons in a finite volume quark-gluon plasma*, *Nucl. Phys.* **B483** (1997) 291–320, [hep-ph/9607355]. DOI link.

[43] ATLAS Collaboration, *Measurement of the nuclear modification factor for inclusive jets in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV with the ATLAS detector*, arXiv:1805.05635.

[44] CMS Collaboration, *Decomposing transverse momentum balance contributions for quenched jets in PbPb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{N\,N}}} = 2{,}76$ TeV*, *JHEP* **11** (2016) 055, [arXiv:1609.02466]. DOI link.

[45] ATLAS Collaboration, *Measurement of jet fragmentation in Pb+Pb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV with the ATLAS detector*, arXiv:1805.05424.

[46] M. L. Mangano, *Two lectures on heavy quark production in hadronic collisions*, in *Proceedings, ISP 'Enrico Fermi' 1997 : Varenna, Italy.* Published in *Proc. Int. Sch. Phys. Fermi* **137** (1998) 95–137, [hep-ph/9711337]. DOI link.

[47] B.-W. Zhang, C.-M. Ko, and W. Liu, *Thermal charm production in a quark-gluon plasma in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ =5.5 TeV*, *Phys. Rev.* **C77** (2008) 024901, [arXiv:0709.1684]. DOI link.

[48] P. Braun-Munzinger, *Quarkonium production in ultra-relativistic nuclear collisions : Suppression versus enhancement*, in *Proceedings, QM 2006 : Shanghai, China, November 14-20.* Published in *J. Phys.* **G34** (2007) S471–478, [nucl-th/0701093]. DOI link.

[49] J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, *Factorization of Hard Processes in QCD*, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **5** (1989) 1–91, [hep-ph/0409313]. DOI link.

[50] ZEUS, H1 Collaborations, *Combination of measurements of inclusive deep inelastic $e^{\pm}p$ scattering cross sections and QCD analysis of HERA data*, *Eur. Phys. J.* **C75** (2015), no. 12 580, [arXiv:1506.06042]. DOI link.

[51] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, *Deep inelastic e p scattering in perturbation theory*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438–450. [Yad. Fiz.15,781(1972)].

[52] L. N. Lipatov, *The parton model and perturbation theory*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **20** (1975) 94–102. [Yad. Fiz.20,181(1974)].

[53] Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.*, *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 641–653. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.73,1216(1977)].

[54] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298–318. DOI link.

[55] P. M. Nadolsky, H.-L. Lai, Q.-H. Cao, J. Huston, J. Pumplin, D. Stump, W.-K. Tung, and C. P. Yuan, *Implications of CTEQ global analysis for collider observables*, *Phys. Rev.* **D78** (2008) 013004, [arXiv:0802.0007]. DOI link.

[56] R. D. Ball et al., *Parton distributions with LHC data*, *Nucl. Phys.* **B867** (2013) 244–289, [arXiv:1207.1303]. DOI link.

[57] R. Placakyte, *Parton Distribution Functions*, [arXiv:1111.5452].

[58] R. Maciula and A. Szczurek, *Open charm production at the LHC — k_t-factorization approach*, *Phys. Rev.* **D87** (2013) 094022, [arXiv:1301.3033]. DOI link.

[59] A. Andronic et al., *Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era : from proton–proton to heavy-ion collisions*, *Eur. Phys. J.* **C76** (2016), no. 3 107, [arXiv:1506.03981]. DOI link.

[60] B. A. Kniehl, G. Kramer, I. Schienbein, and H. Spiesberger, *Inclusive charmed-Meson production at the CERN LHC*, *Eur. Phys. J.* **C72** (2012) 2082, [arXiv:1202.0439]. DOI link.

[61] M. Cacciari, M. Greco, and P. Nason, *The p_T spectrum in heavy flavor hadroproduction*, *JHEP* **05** (1998) 007, [hep-ph/9803400]. DOI link.

[62] M. Cacciari, S. Frixione, N. Houdeau, M. L. Mangano, P. Nason, and G. Ridolfi, *Theoretical predictions for charm and bottom production at the LHC*, *JHEP* **10** (2012) 137, [arXiv:1205.6344]. DOI link.

[63] P. Hagler, R. Kirschner, A. Schafer, L. Szymanowski, and O. Teryaev, *Heavy quark production as sensitive test for an improved description of high-energy hadron collisions*, *Phys. Rev.* **D62** (2000) 071502, [hep-ph/0002077v2]. DOI link.

[64] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, *JHEP* **05** (2006) 026, [hep-ph/0603175]. DOI link.

[65] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, *An Introduction to PYTHIA 8.2*, *Comput. Phys. Commun.* **191** (2015) 159–177, [arXiv:1410.3012]. DOI link.

[66] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, *JHEP* **06** (2002) 029, [hep-ph/0204244]. DOI link.

[67] S. Frixione, P. Nason, and B. R. Webber, *Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavor production*, *JHEP* **08** (2003) 007, [hep-ph/0305252]. DOI link.

[68] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, *A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX*, *JHEP* **06** (2010) 043, [arXiv:1002.2581]. DOI link.

[69] S. Frixione, P. Nason, and G. Ridolfi, *A Positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction*, *JHEP* **09** (2007) 126, [arXiv:0707.3088]. DOI link.

[70] X.-N. Wang and M. Gyulassy, *HIJING : A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA and AA collisions*, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 3501–3516. DOI link.

[71] ALEPH Collaboration, *Study of charm production in Z decays*, *Eur. Phys. J.* **C16** (2000) 597–611, [hep-ex/9909032]. DOI link.

[72] Belle Collaboration, *Charm hadrons from fragmentation and B decays in e+ e- annihilation at* $\sqrt{s}$ *=10.6 GeV*, *Phys. Rev.* **D73** (2006) 032002, [hep-ex/0506068]. DOI link.

[73] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P. M. Zerwas, *Scaling violations in inclusive* e^+e^- *annihilation spectra*, *Phys. Rev. D* **27** (Jan, 1983) 105–111. DOI link.

[74] M. Lisovyi, A. Verbytskyi, and O. Zenaiev, *Combined analysis of charm-quark fragmentation-fraction measurements*, *Eur. Phys. J.* **C76** (2016), no. 7 397, [arXiv:1509.01061]. DOI link.

[75] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjöstrand, *Parton fragmentation and string dynamics*, *Physics Reports* **97** (1983), no. 2 31–145. DOI link.

[76] ALICE Collaboration, *D-meson production in p–Pb collisions at* $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5{,}02$ *TeV and in pp collisions at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV*, *Phys. Rev. C* **94** (2016), no. 5 054908, [arXiv:1605.07569]. DOI link.

[77] ALICE Collaboration, *Measurement of D-meson production at mid-rapidity in pp collisions at* $\sqrt{\mathbf{s}} = \mathbf{7}$ *TeV*, *Eur. Phys. J.* **C77** (2017), no. 8 550, [arXiv:1702.00766]. DOI link.

[78] STAR Collaboration, *Measurements of* D^0 *and* D^* *Production in* $p + p$ *Collisions at* $\sqrt{s} = 200$ *GeV*, *Phys. Rev.* **D86** (2012) 072013, [arXiv:1204.4244]. DOI link.

[79] ALICE Collaboration, *Measurement of charm production at central rapidity in proton-proton collisions at* $\sqrt{s} = 2{,}76$ *TeV*, *JHEP* **07** (2012) 191, [arXiv:1205.4007]. DOI link.

[80] ATLAS Collaboration, *Measurement of* $D^{*\pm}$, $D^{\pm}$ *and* $D_s^{\pm}$ *meson production cross sections in pp collisions at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV with the ATLAS detector*, *Nucl. Phys.* **B907** (2016) 717–763, [arXiv:1512.02913]. DOI link.

[81] LHCb Collaboration, *Prompt charm production in pp collisions at sqrt(s)=7 TeV*, *Nucl. Phys.* **B871** (2013) 1–20, [arXiv:1302.2864]. DOI link.

[82] K. J. Eskola, H. Paukkunen, and C. A. Salgado, *EPS09 : A New Generation of NLO and LO Nuclear Parton Distribution Functions*, *JHEP* **04** (2009) 065, [arXiv:0902.4154]. DOI link.

[83] K. J. Eskola, P. Paakkinen, H. Paukkunen, and C. A. Salgado, *EPPS16 : Nuclear parton distributions with LHC data*, *Eur. Phys. J.* **C77** (2017), no. 3 163, [arXiv:1612.05741]. DOI link.

[84] D. Higinbotham, G. A. Miller, O. Hen, and K. Rith, *The EMC effect still puzzles after 30 years*, *CERN Courier* **53N4** (2013) 24, [arXiv:1305.7143].

[85] N. Armesto, *Nuclear shadowing*, *J. Phys.* **G32** (2006) R367–R394, [hep-ph/0604108]. DOI link.

[86] F. Gelis, *Color Glass Condensate and Glasma*, *Int. J. Mod. Phys.* **A28** (2013) 1330001, [arXiv:1211.3327]. DOI link.

[87] A. Kusina, J.-P. Lansberg, I. Schienbein, and H.-S. Shao, *Gluon shadowing and antishadowing in heavy-flavor production at the LHC*, arXiv:1712.07024.

[88] K. Kovarik et al., *nCTEQ15 - Global analysis of nuclear parton distributions with uncertainties in the CTEQ framework*, *Phys. Rev.* **D93** (2016), no. 8 085037, [arXiv:1509.00792]. DOI link.

[89] D. Antreasyan, J. W. Cronin, H. J. Frisch, M. J. Shochet, L. Kluberg, P. A. Piroue, and R. L. Sumner, *Production of Hadrons at Large Transverse Momentum in 200-GeV, 300-GeV and 400-GeV p–p and p–n Collisions*, *Phys. Rev.* **D19** (1979) 764–778. DOI link.

[90] B. Z. Kopeliovich, J. Nemchik, A. Schafer, and A. V. Tarasov, *Cronin effect in hadron production off nuclei*, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 232303, [hep-ph/0201010]. DOI link.

[91] ALICE Collaboration, *Transverse momentum distribution and nuclear modification factor of charged particles in p-Pb collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ *TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013), no. 8 082302, [arXiv:1210.4520]. DOI link.

[92] PHENIX Collaboration, *Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in* $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$*GeV d+Au collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 072303, [nucl-ex/0306021]. DOI link.

[93] J. Jalilian-Marian, Y. Nara, and R. Venugopalan, *The Cronin effect, quantum evolution and the color glass condensate*, *Phys. Lett.* **B577** (2003) 54–60, [nucl-th/0307022]. DOI link.

[94] ALICE Collaboration, *J/ψ production and nuclear effects in p-Pb collisions at* $\sqrt{S_{NN}} = 5.02$ *TeV*, *JHEP* **02** (2014) 073, [arXiv:1308.6726]. DOI link.

[95] ALICE Collaboration, *Measurement of prompt D-meson production in p–Pb collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ *TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014), no. 23 232301, [arXiv:1405.3452]. DOI link.

[96] F. Arleo and S. Peigné, *Heavy-quarkonium suppression in p-A collisions from parton energy loss in cold QCD matter*, *JHEP* **03** (2013) 122, [arXiv:1212.0434]. DOI link.

[97] LHCb Collaboration, *Study of prompt D^0 meson production in pPb collisions at* $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5$ *TeV*, *JHEP* **10** (2017) 090, [arXiv:1707.02750]. DOI link.

[98] S. Peigné and A. Peshier, *Collisional energy loss of a fast heavy quark in a quark-gluon plasma*, *Phys. Rev.* **D77** (2008) 114017, [arXiv:0802.4364]. DOI link.

[99] Y. L. Dokshitzer and D. E. Kharzeev, *Heavy quark colorimetry of QCD matter*, *Phys. Lett.* **B519** (2001) 199–206, [hep-ph/0106202]. DOI link.

[100] S. Cao, G.-Y. Qin, and S. A. Bass, *Heavy-quark dynamics and hadronization in ultrarelativistic heavy-ion collisions : Collisional versus radiative energy loss*, *Phys. Rev.* **C88** (2013) 044907, [arXiv:1308.0617]. DOI link.

[101] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka, and S. A. Bass, *Hadronization in heavy ion collisions : Recombination and fragmentation of partons*, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 202303, [nucl-th/0301087]. DOI link.

[102] ALICE Collaboration, $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$ *and* Λ *production in Pb-Pb collisions at* $\sqrt{s_{\rm NN}} = 2.76$ *TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 222301, [arXiv:1307.5530]. DOI link.

[103] R. J. Fries, V. Greco, and P. Sorensen, *Coalescence Models For Hadron Formation From Quark Gluon Plasma*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **58** (2008) 177–205, [arXiv:0807.4939]. DOI link.

[104] Y. Oh, C. M. Ko, S. H. Lee, and S. Yasui, *Heavy baryon/meson ratios in relativistic heavy ion collisions*, *Phys. Rev.* **C79** (2009) 044905, [arXiv:0901.1382]. DOI link.

[105] ALICE Collaboration, *Centrality, rapidity and transverse momentum dependence of J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$=2.76 TeV*, *Phys. Lett.* **B734** (2014) 314–327, [arXiv:1311.0214]. DOI link.

[106] ALICE Collaboration, *J/ψ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{\mathbf{s}_{\rm NN}} = \mathbf{5{,}02}$ TeV*, *Phys. Lett.* **B766** (2017) 212–224, [arXiv:1606.08197]. DOI link.

[107] ALICE Collaboration, *Centrality dependence of high-$p_{\rm T}$ D meson suppression in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 2{,}76$ TeV*, *JHEP* **11** (2015) 205, [arXiv:1506.06604]. DOI link.

[108] ALICE Collaboration, *Production of charged pions, kaons and protons at large transverse momenta in pp and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 2{,}76$ TeV*, *Phys. Lett.* **B736** (2014) 196–207, [arXiv:1401.1250]. DOI link.

[109] CMS Collaboration, *Suppression and azimuthal anisotropy of prompt and nonprompt $\rm J/\psi$ production in PbPb collisions at $\sqrt{s_{_{NN}}} = 2{,}76$ TeV*, *Eur. Phys. J.* **C77** (2017), no. 4 252, [arXiv:1610.00613]. DOI link.

[110] ALICE Collaboration, *Transverse momentum dependence of D-meson production in Pb–Pb collisions at $\sqrt{\rm s_{NN}} = 2{,}76$ TeV*, *JHEP* **03** (2016) 081, [arXiv:1509.06888]. DOI link.

[111] ALICE Collaboration, *Measurement of D_s^+ production and nuclear modification factor in Pb–Pb collisions at $\sqrt{\rm s_{NN}} = 2{,}76$ TeV*, *JHEP* **03** (2016) 082, [arXiv:1509.07287]. DOI link.

[112] ALICE Collaboration, *Measurement of D^0, D^+, D^{*+} and $D_{\rm s}^+$ production in Pb–Pb collisions at $\sqrt{\mathbf{s}_{\rm NN}} = 5{,}02$ TeV*, *Submitted to : JHEP* (2018) [arXiv:1804.09083].

[113] ALICE Collaboration, *Azimuthal anisotropy of D meson production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2{,}76$ TeV*, *Phys. Rev. C* **90** (2014) 034904, [arXiv:1405.2001]. DOI link.

[114] ALICE Collaboration, *D-meson azimuthal anisotropy in midcentral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5{,}02$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **120** (2018), no. 10 102301, [arXiv:1707.01005]. DOI link.

[115] ALICE Collaboration, *Addendum to JHEP 11 (2015) 205 : Centrality dependence of high-p_{T} D-meson suppression in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 2.76TeV*, . cds.cern.ch/record/2265113.

[116] ALICE Collaboration, *Preliminary Physics Summary : Measurement of prompt D^0, D^+, D^{*+} and D_s^+ production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, ALICE-PUBLIC-2017-008* (July, 2017). /cds.cern.ch/record/2272160.

[117] Renu Bala for the ALICE Collaboration, *Measurement of Open Heavy-Flavour Production in pp and p–Pb Collisions with ALICE at the LHC*, in *Proceedings, PANIC 2017 : Beijing, China, September 1-5.* Published in *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.*, vol. 46, p. 1860019, 2018. inspirehep.net/record/1671849, DOI link.

[118] CMS Collaboration, *Elliptic flow of charm and strange hadrons in high-multiplicity pPb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 8.16 TeV, CERN-EP-2018-076* (2018) [arXiv:1804.09767].

[119] J. Hamon for the ALICE Collaboration, *Open-charm measurements in pp and Pb—Pb collisions at central rapidity with ALICE*, in *Proceedings, Hot Quarks 2016 : South Padre Island, Texas, USA, September.* Published in *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 832, p. 012023, 2017. [arXiv:1612.04685]. DOI link.

[120] ALICE Collaboration, *Multi-strange baryon production at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV*, *Phys. Lett.* **B728** (2014) 216–227, [arXiv:1307.5543]. [Erratum : Phys. Lett.B734,409(2014)]. DOI link.

[121] M. He, R. J. Fries, and R. Rapp, *Heavy flavor at the Large Hadron Collider in a strong coupling approach*, *Phys. Lett.* **B735** (2014) 445–450, [arXiv:1401.3817]. DOI link.

[122] T. Song, H. Berrehrah, D. Cabrera, W. Cassing, and E. Bratkovskaya, *Charm production in Pb + Pb collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider*, *Phys. Rev.* **C93** (2016), no. 3 034906, [arXiv:1512.00891]. DOI link.

[123] M. He, R. J. Fries, and R. Rapp, *D_s-Meson as Quantitative Probe of Diffusion and Hadronization in Nuclear Collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013), no. 11 112301, [arXiv:1204.4442]. DOI link.

[124] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, *JINST* **3** (2008) S08001. /cds.cern.ch/record/1129806, DOI link.

[125] ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08002. /cds.cern.ch/record/1129812, DOI link.

[126] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003. /cds.cern.ch/record/1129811, DOI link.

[127] CMS Collaboration, *The CMS Experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08004. /cds.cern.ch/record/1129810, DOI link.

[128] LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, *JINST* **3** (2008) S08005. /cds.cern.ch/record/1129809, DOI link.

[129] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett.* **B716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214]. DOI link.

[130] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys. Lett.* **B716** (2012) 30–61, [arXiv:1207.7235]. DOI link.

[131] CERN, *LHC Guide*, *CERN-Brochure-2017-002-Eng* (March, 2017). /cds.cern.ch/record/2255762.

[132] ALICE Collaboration, *General information*, July 2018. /alice-collaboration.web.cern.ch/general/index.html.

[133] C. Fabjan and J. Schukraft, *The Story of ALICE : Building the dedicated heavy ion detector at LHC*, in *'The Large Hadron Collider : A marvel technology', EPFL-Press Lausanne, Switzerland, 2009 (Editor : L. Evans), chapter 5.4*, 2011. [arXiv:1101.1257].

[134] ALICE Collaboration, *Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at midrapidity in Pb–Pb collisions at* $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5.02$ *TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016), no. 22 222302, [arXiv:1512.06104]. DOI link.

[135] ALICE Collaboration, *ALICE DCal : An Addendum to the EMCal Technical Design Report Di-Jet and Hadron-Jet correlation measurements in ALICE*, *CERN-LHCC-2010-011, ALICE-TDR-14-add-1* (2010). /cds.cern.ch/record/1272952.

[136] ALICE Collaboration, *General Characteristics of the AD Detector*, *ALICE-PUB-475, private,* (2010). /alice-notes.web.cern.ch/node/475.

[137] A. Villatoro Tello for the ALICE Collaboration, *AD, the ALICE diffractive detector*, *9th International Workshop on Diffraction in High Energy Physics (Diffraction 2016) : Santa Tecla di Acireale, Catania, Italy, September 2-8, 2016. AIP Conf. Proc.* **1819** (2017), no. 1 040020. /inspirehep.net/record/1516329, DOI link.

[138] ALICE TPC Collaboration, *The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events*, *Nucl. Instrum. and Methods* **A622** (2010), no. 1 316–367, [arXiv:1001.1950]. DOI link.

[139] ALICE Collaboration, *Production of deuterons, tritons,* ^{3}*He nuclei and their antinuclei in pp collisions at* $\sqrt{s} = 0.9$*, 2.76 and 7 TeV*, *Phys. Rev.* **C97** (2018), no. 2 024615, [arXiv:1709.08522]. DOI link.

[140] A. Maire, *Production des baryons multi-étranges au LHC dans les collisions proton-proton avec l'expérience ALICE*. PhD thesis, Université de Strasbourg, IPHC (FR), Oct. 2011, /inspirehep.net/record/1231256.

[141] F. Carnesecchi for the ALICE Collaboration, *Performance of the ALICE Time-Of-Flight detector at the LHC*, in *Proceedings, RCP 2018 : Puerto Vallarta, Jalisco State, Mexico, February 19-23*. Submitted to *JINST*. [arXiv:1806.03825].

[142] D. Caffarri, *Charm production at the LHC via $D^0 \to K^-\pi^+$ reconstruction in ALICE : cross section in pp collisions and first flow measurement in Pb–Pb collisions*. PhD thesis, Padua University (IT), Mar. 2012, paduaresearch.cab.unipd.it/4798.

[143] ALICE Collaboration, *Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC*, *Int. J. Mod. Phys.* **A29** (2014) 1430044, [arXiv:1402.4476]. DOI link.

[144] A. Festanti, *Measurement of the* D^0 *meson production in Pb-Pb and p-Pb collisions with the ALICE experiment at the LHC*. PhD thesis, Padua University (IT), Feb. 2015, /cds.cern.ch/record/2057663.

[145] A. Deisting, *Measurements of ion mobility and GEM discharge studies for the upgrade of the ALICE time projection chamber*. PhD thesis, Ruprecht Karls Universitaet Heidelberg (DE), Jan. 2018, /cds.cern.ch/record/2308818.

[146] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT : An object oriented data analysis framework*, in *Proceedings AIHENP'96 Workshop : Lausanne, Genève, Sep. 1996*. Published in *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86. See also* https://root.cern.ch/. /inspirehep.net/record/458148, DOI link.

[147] V. Altini V. and others for the ALICE Collaboration, *The ALICE electronic logbook*, in *Proceedings, CHEP 2009 : Prague, Czech Republic, March 21-27*. Published in *J. Phys. Conf. Ser.* **219** (2010) 022027. /inspirehep.net/record/859472, DOI link.

[148] A. Gheata for the ALICE Collaboration, *ALICE analysis framework*, in *Proceedings, ACAT 2008 : Erice, Italy, November 3-7*. Published in *PoS* (2008) 028. inspirehep.net/record/858294.

[149] M. Zimmermann for the ALICE Collaboration, *The ALICE analysis train system*, in *Proceedings, ACAT 2014 : Prague, Czech Republic, September 1-5*. Published in *J. Phys. Conf. Ser.* **608** (2015), no. 1 012019, [arXiv:1502.06381]. DOI link.

[150] TOTEM Collaboration, *First measurement of elastic, inelastic and total cross-section at* $\sqrt{s} = 13$ *TeV by TOTEM and overview of cross-section data at LHC energies*, arXiv:1712.06153.

[151] ALICE Collaboration, *Pseudorapidity density of charged particles in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 5.02 TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 032301, [arXiv:1210.3615]. DOI link.

[152] ABCDHW Collaboration, *Charged multiplicity distribution in pp interactions at CERN ISR energies*, *Phys. Rev.* **D30** (1984) 528–535. DOI link.

[153] ALICE Collaboration, *Measurement of D-meson production versus multiplicity in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV*, *JHEP* **08** (2016) 078, [arXiv:1602.07240]. DOI link.

[154] P. Z. Skands, *Tuning Monte Carlo Generators : The Perugia Tunes*, *Phys. Rev.* **D82** (2010) 074018, [arXiv:1005.3457]. DOI link.

[155] *CTEQ* collab., H. L. Lai, J. Huston, S. Kuhlmann, J. Morfin, F. I. Olness, J. F. Owens, J. Pumplin, and W. K. Tung, *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon : CTEQ5 parton distributions*, *Eur. Phys. J.* **C12** (2000) 375–392, [hep-ph/9903282]. DOI link.

[156] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, and P. Zanarini, *GEANT 3 : user's guide Geant 3.10, Geant 3.11*, *CERN* (1987). /cds.cern.ch/record/1119728.

[157] A. Dainese, *Charm production and in-medium QCD energy loss in nucleus nucleus collisions with ALICE : A Performance study.* PhD thesis, Padua University (IT), Oct. 2003. nucl-ex/0311004.

[158] ALICE Collaboration, *Pseudorapidity and transverse-momentum distributions of charged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, *Phys. Lett.* **B753** (2016) 319–329, [arXiv:1509.08734]. DOI link.

[159] M. Cacciari, M. L. Mangano, and P. Nason, *Gluon PDF constraints from the ratio of forward heavy-quark production at the LHC at $\sqrt{s} = 7$ and 13 TeV*, *Eur. Phys. J.* **C75** (2015), no. 12 610, [arXiv:1507.06197]. DOI link.

[160] ALICE Collaboration, *Preliminary Physics Summary : Measurement of D^0, D^+, D^{*+} and D_s^+ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 5{,}02$ TeV with ALICE*, *ALICE-PUBLIC-2018-006* (May, 2018). /cds.cern.ch/record/2317187.

[161] A. Sharma for the ALICE Collaboration, *Measurement of D-meson production in pp collisions with ALICE at the LHC*, in *22nd DAE-BRNS High Energy Physics Symposium Delhi, India, December 12-16, 2016*, 2017. [arXiv:1705.05147].

[162] ALICE Collaboration, *Transverse sphericity of primary charged particles in minimum bias proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0{,}9$, 2.76 and 7 TeV*, *Eur. Phys. J.* **C72** (2012) 2124, [arXiv:1205.3963]. DOI link.

[163] CMS Collaboration, *Measurement of the B^0 production cross section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 252001, [arXiv:1104.2892]. DOI link.

[164] CMS Collaboration, *Measurement of the B^+ Production Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 112001, [arXiv:1101.0131]. DOI link.

[165] CMS Collaboration, *Measurement of the Strange B Meson Production Cross Section with J/Psi ϕ Decays in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Phys. Rev.* **D84** (2011) 052008, [arXiv:1106.4048]. DOI link.

[166] CMS Collaboration, *Measurement of the Λ_b cross section and the $\bar{\Lambda}_b$ to Λ_b ratio with $J/\Psi\Lambda$ decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Phys. Lett.* **B714** (2012) 136–157, [arXiv:1205.0594]. DOI link.

[167] ALICE Collaboration, *Measurement of charm production at central rapidity in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *JHEP* **01** (2012) 128, [arXiv:1111.1553]. DOI link.

[168] D. J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A462** (2001) 152–155. /inspirehep.net/record/560129, DOI link.

[169] M. L. Mangano, P. Nason, and G. Ridolfi, *Heavy quark correlations in hadron collisions at next-to-leading order*, *Nucl. Phys.* **B373** (1992) 295–345. DOI link.

[170] LHCb Collaboration, *Measurement of $D_s^\pm$ production asymmetry in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV*, *LHCb-PAPER-2018-010* (2018) [arXiv:1805.09869].

[171] ALICE Collaboration, *ALICE luminosity determination for pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, *ALICE-PUBLIC-2016-002* (June, 2016). /cds.cern.ch/record/2160174.

[172] ALICE Collaboration, *Measurement of visible cross sections in proton-lead collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5.02$ TeV in van der Meer scans with the ALICE detector*, *JINST* **9** (2014), no. 11 11003, [arXiv:1405.1849]. DOI link.

[173] R. Barlow, *Systematic errors : facts and fictions*, in *Advanced Statistical Techniques in Particle Physics. Proceedings, Conference, Durham, UK, March 18-22*, pp. 134–144, 2002. [hep-ex/0207026].

[174] ALICE Collaboration, *The ALICE definition of primary particles*, *ALICE-PUBLIC-2017-005* (June, 2017). /cds.cern.ch/record/2270008.

[175] A. M. Barbano, S. Beole', and F. Prino, *Prompt D_s^+ meson production in pp, p–Pb and Pb–Pb collisions at LHC with ALICE*. PhD thesis, Torino University (IT), Dec. 2018, /cds.cern.ch/record/2309930.

[176] ALICE Collaboration, *Production of K^* (892)^0 and ϕ (1020) in p—Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.02 TeV*, *Eur. Phys. J.* **C76** (2016), no. 5 245, [arXiv:1601.07868]. DOI link.

[177] J. Hamon for the ALICE Collaboration, *D-meson production in proton-proton collisions with ALICE at the LHC*, in *Proceedings, QCD 2017 : Montpellier, France, July 3–7.* Published in *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, vol. 294-296C, pp. 32–36, 2018. [arXiv:1802.09256].

[178] L. A. Harland-Lang, A. D. Martin, P. Motylinski, and R. S. Thorne, *Parton distributions in the LHC era : MMHT 2014 PDFs*, *Eur. Phys. J.* **C75** (2015), no. 5 204, [arXiv:1412.3989]. DOI link.

[179] M. A. Kimber, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, *Unintegrated parton distributions*, *Phys. Rev.* **D63** (2001) 114027, [hep-ph/0101348]. DOI link.

[180] G. Watt, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, *Unintegrated parton distributions and inclusive jet production at HERA*, *Eur. Phys. J.* **C31** (2003) 73–89, [hep-ph/0306169]. DOI link.

[181] H.-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P. M. Nadolsky, J. Pumplin, and C. P. Yuan, *New parton distributions for collider physics*, *Phys. Rev.* **D82** (2010) 074024, [arXiv:1007.2241]. DOI link.

[182] F. B. Schäfer and K. Schweda, *Polarization effects on detector acceptance in $D^{*+}(2010) \to D^0(K^-\pi^+) + \pi^+$*, Bachelor thesis, University of Heidelberg, 2012. /www.physi.uni-heidelberg.de/Publications/.

[183] CMS Collaboration, *Strange Particle Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 0{,}9$ and 7 TeV*, *JHEP* **05** (2011) 064, [arXiv:1102.4282]. DOI link.

[184] ALICE Collaboration, *Multi-strange baryon production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ALICE*, *Phys. Lett.* **B712** (2012) 309–318, [arXiv:1204.0282]. DOI link.

[185] ALICE Collaboration, *Measurement of charm and beauty production at central rapidity versus charged-particle multiplicity in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *JHEP* **09** (2015) 148, [arXiv:1505.00664]. DOI link.

[186] P. Z. Skands and D. Wicke, *Non-perturbative QCD effects and the top mass at the Tevatron*, *Eur. Phys. J.* **C52** (2007) 133–140, [hep-ph/0703081]. DOI link.

[187] CMS Collaboration, *Study of the underlying event in top quark pair production in pp collisions at 13 TeV*, *CMS-TOP-17-015* (2018) [arXiv:1807.02810].

[188] A. Buckley, J. Butterworth, L. Lonnblad, D. Grellscheid, H. Hoeth, J. Monk, H. Schulz, and F. Siegert, *Rivet user manual*, *Comput. Phys. Commun.* **184** (2013) 2803–2819, [arXiv:1003.0694]. DOI link.

[189] M. Dobbs and J. B. Hansen, *The HepMC C++ Monte Carlo event record for High Energy Physics*, *Comput. Phys. Commun.* **134** (2001) 41–46. /inspirehep.net/record/553387, DOI link.

[190] "Rivet for Heavy Ions workshop." August 21–24, 2018. /indico.cern.ch/event/735911/.

[191] P. Skands, S. Carrazza, and J. Rojo, *Tuning PYTHIA 8.1 : the Monash 2013 Tune*, *Eur. Phys. J.* **C74** (2014), no. 8 3024, [arXiv:1404.5630]. DOI link.

[192] M. Bahr et al., *Herwig++ Physics and Manual*, *Eur. Phys. J.* **C58** (2008) 639–707, [arXiv:0803.0883]. DOI link.

[193] J. Bellm et al., *Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note*, *Eur. Phys. J.* **C76** (2016), no. 4 196, [arXiv:1512.01178]. DOI link.

[194] ALICE Collaboration, *Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton-proton collisions*, *Nature Phys.* **13** (2017) 535–539, [arXiv:1606.07424]. DOI link.

[195] ALICE Collaboration, *Measurement of pion, kaon and proton production in proton–proton collisions at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV*, *Eur. Phys. J.* **C75** (2015), no. 5 226, [arXiv:1504.00024]. DOI link.

[196] A. Bylinkin, N. S. Chernyavskaya, and A. A. Rostovtsev, *Predictions on the transverse momentum spectra for charged particle production at LHC-energies from a two component model*, *Eur. Phys. J.* **C75** (2015), no. 4 166, [arXiv:1501.05235]. DOI link.

[197] R. Barlow, *Asymmetric systematic errors*, physics/0306138.

[198] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. M. Nadolsky, and W. K. Tung, *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, *JHEP* **07** (2002) 012, [hep-ph/0201195]. DOI link.

[199] R. Sharma, I. Vitev, and B.-W. Zhang, *Light-cone wavefunction approach to open heavy flavor dynamics in QCD matter*, *Phys. Rev.* **C80** (2009) 054902, [arXiv:0904.0032]. DOI link.

[200] Z.-B. Kang, I. Vitev, E. Wang, H. Xing, and C. Zhang, *Multiple scattering effects on heavy meson production in p+A collisions at backward rapidity*, *Phys. Lett.* **B740** (2015) 23–29, [arXiv:1409.2494]. DOI link.

[201] H. Fujii and K. Watanabe, *Heavy quark pair production in high energy pA collisions : Open heavy flavors*, *Nucl. Phys.* **A920** (2013) 78–93, [arXiv:1308.1258]. DOI link.

[202] H. Fujii and K. Watanabe, *Nuclear modification of forward D production in pPb collisions at the LHC*, arXiv:1706.06728.

[203] Y. Xu, S. Cao, G.-Y. Qin, W. Ke, M. Nahrgang, J. Auvinen, and S. A. Bass, *Heavy-flavor dynamics in relativistic p-Pb collisions at* $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ *TeV*, in *Proceedings, Hard Probes 2015 : Montréal, Québec, Canada, June 29-July 3.* Published in *Nucl. Part. Phys. Proc.* **276-278** (2016) 225–228, [arXiv:1510.07520]. DOI link.

[204] A. Beraudo, A. De Pace, M. Monteno, M. Nardi, and F. Prino, *Heavy-flavour production in high-energy d-Au and p-Pb collisions*, *JHEP* **03** (2016) 123, [arXiv:1512.05186]. DOI link.

[205] LHCb Collaboration, *Measurements of prompt charm production cross-sections in pp collisions at* $\sqrt{s} = 5$ *TeV*, *JHEP* **06** (2017) 147, [arXiv:1610.02230]. DOI link.

[206] LHCb Collaboration, *Measurements of prompt charm production cross-sections in pp collisions at* $\sqrt{s} = 13$ *TeV*, *JHEP* **03** (2016) 159, [arXiv:1510.01707]. [Erratum : *JHEP* **05** (2017) 074]. DOI link.

[207] ATLAS Collaboration, *Measurement of* $D^{*+/-}$ *meson production in jets from pp collisions at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Rev.* **D85** (2012) 052005, [arXiv:1112.4432]. DOI link.

[208] LHCb Collaboration, *Study of* J/ψ *Production in Jets*, *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017), no. 19 192001, [arXiv:1701.05116]. DOI link.

[209] ALICE Collaboration, *Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2013-024, ALICE-TDR-017 (Nov, 2013). /cds.cern.ch/record/1625842.

[210] ALICE Collaboration, *Technical Design Report for the Muon Forward Tracker*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2015-001, ALICE-TDR-018 (Jan, 2015). /cds.cern.ch/record/1981898.

[211] ALICE Collaboration, *Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2013-020, ALICE-TDR-016 (Oct, 2013). /cds.cern.ch/record/1622286.

[212] ALICE Collaboration, *Upgrade of the ALICE Readout & Trigger System*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2013-019, ALICE-TDR-015 (Sep, 2013). /cds.cern.ch/record/1603472.

[213] ALICE Collaboration, *Technical Design Report for the Upgrade of the Online-Offline Computing System*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2015-006, ALICE-TDR-019 (Apr, 2015). /cds.cern.ch/record/2011297.

[214] ALICE Collaboration, Λ_c^+ *production in pp collisions at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV and in p-Pb collisions at* $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5{,}02$ *TeV*, *JHEP* **04** (2018) 108, [arXiv:1712.09581]. DOI link.

[215] X. Peng for the ALICE Collaboration, *Non-strange and strange D-meson and charm-baryon production in heavy-ion collisions measured with ALICE at the LHC*, in *Proceedings, QM 2018 : Venice, Italy, May 14-19*, 2018. [arXiv:1807.07286].

[216] S. Radhakrishnan for the STAR Collaboration, *Measurements of charm hadron production and anisotropic flow in Au+Au collisions at 200 GeV with the STAR experiment at RHIC*, in *Proceedings, SQM 2017 : Utrecht, the Netherlands, July 10-15.* Published in *EPJ Web Conf.* **171** (2018) 18006. /doi.org/10.1051/epjconf/201817118006, DOI link.

Table des figures

I.1 Famille des particules élémentaires du modèle standard de la physique des particules [4]. 7
I.2 Calcul de l'évolution de la constante de couplage de l'interaction forte α_s avec l'énergie transférée [8]. 9
I.3 Potentiel d'interaction quark–antiquark en fonction de la distance r qui les sépare, dans le cas confiné et déconfiné. 10
I.4 Diagramme de phase de la matière nucléaire. 13
I.5 Densité d'énergie ϵ, entropie s et densité d'interaction en fonction de la température du système, calculées pour un potentiel chimique baryonique nul par la collaboration Wuppertal-Budapest [1]. 14
I.6 Simulation de l'évolution temporelle d'une collision d'ions lourds (Au–Au) ultra-relativistes, par la collaboration MADAI. 16
I.7 Vue temps–espace et température–temps du scénario de Bjorken. . 16
I.8 Taux de production des hadrons légers, mesurés par ALICE dans les collisions Pb–Pb centrales (0–10%) à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV [27], ajustés par trois modèles thermiques statistiques : THERMUS 2.3 [32], GSI-Heidelberg [33], et SHARE 3 [34]. 20
I.9 Dépendance en centralité de l'écoulement elliptique des $\pi^{\pm}$, $\mathrm{K}^{\pm}$, $\mathrm{p}+\bar{\mathrm{p}}$, ϕ, $\Lambda+\bar{\Lambda}$ et $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 22
I.10 Dépendance en centralité du facteur de modification des jets dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV mesurée par la collaboration ATLAS [43]. 24

II.1 Paramétrisation NNPDF3.0 [56] des fonctions de distribution partonique du proton pour deux échelles d'énergie : $\mu_F^2 = 10$ GeV^2 et $\mu_F^2 = 100$ GeV^2. 32
II.2 Diagrammes de Feynman à l'ordre dominant (LO) pour la production d'une paire de quarks lourds $\mathrm{Q}\bar{\mathrm{Q}}$. 34
II.3 Exemple de diagrammes de Feynman à l'ordre suivant l'ordre dominant (NLO) pour la production d'une paire de quarks lourds $\mathrm{Q}\bar{\mathrm{Q}}$. 34
II.4 Fractions de fragmentation des différentes espèces de hadrons charmés, mesurées dans des collisions $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$, $\mathrm{e}^{\pm}\mathrm{p}$ et pp [74]. 37
II.5 Sections efficaces totales de production de paires $\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}$ en fonction de l'énergie de collision dans le centre de masse, évaluées par plusieurs expériences [76]. 38

II.6 Sections efficaces différentielles de production des mésons D^0, D^+, D^{*+} et D_s^+ mesurées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [77] et comparés à GM-VFNS, FONLL, un modèle de factorisation en k_T et POWHEG +PYTHIA 6. 39

II.7 Exemple de facteur de modification nucléaire R_i^A, de paramétrisation EPPS16 [83] évaluée à $Q_0^2 = (1{,}3\ \text{GeV})^2$. 41

II.8 Facteurs de modification nucléaire des mésons J/ψ en fonction de la rapidité [94] (gauche) et des mésons D^0, D^+, D^{*+} (moyennés) en fonction de l'impulsion transverse [76, 95] (droite) dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV de 2013. Des modèles de modification nucléaire des distributions partoniques, de condensat de verre de couleur et de perte cohérente d'énergie sont comparés aux données. 43

II.9 Diagrammes de Feynman à l'ordre dominant (LO) de la diffusion d'un quark lourd avec un parton léger. 46

II.10 Gauche : pertes relatives d'énergie par collision et radiation de gluons des quarks charmés et beaux dans le milieu, pour une température de $T_{QGP} = 304$ MeV dans le modèle de Djordjevic (section 4.3 de [59]). Droite : contribution relative des mécanismes de hadronisation des mésons D dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV [100]. 47

II.11 Gauche : facteurs de modification nucléaire des mésons $\pi^{\pm}$, D et $J/\psi \leftarrow B$ en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2{,}76$ TeV [115]. Droite : écoulement elliptique des mésons D^0 et D^+ (moyennés) et D_s^+ pour la classe de centralité 30–50% dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV [114]. 50

II.12 Facteurs de modification nucléaire des mésons D_s^+ et D non-étranges dans les collisions centrales Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2{,}76$ TeV [110, 111] et les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV [76, 95]. 52

III.1 Complexe d'accélérateurs du CERN [131]. 57

III.2 Schéma du détecteur ALICE lors du *run* 2. 63

III.3 Schéma d'une particule chargée passant devant un secteur de la TPC [140]. 68

III.4 Largeur de la distribution de la position transverse des vertex primaires de type SPD_{3D} et à traces globales, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, en fonction de la multiplicité en traces chargées [143]. 71

III.5 Schéma du principe de reconstruction des traces d'un événement dans ALICE, par trois passages successifs [140]. 74

III.6 Résolution sur l'inverse de l'impulsion transverse des traces reconstruites par la TPC seule et TPC–ITS, avec et sans contrainte au vertex primaire, pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV [143]. 75

III.7 Signal de pertes linéiques moyennes d'énergie $\langle \mathrm{d}E/\mathrm{d}x \rangle$ des particules chargées dans la TPC, en fonction de leur rigidité magnétique, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (PWG-*Physics Performance*, ALI-PERF-131248). 77

III.8 Distribution du β des particules chargées mesuré par le TOF en fonction de leur impulsion, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (PWG-*Physics Performance*, ALI-PERF-112141). 78

III.9 Résultat d'un test de consommation des ressources informatiques par un train LEGO : *(i)* utilisation de la mémoire, *(ii)* temps d'exécution et *(iii)* efficacité des ressources en CPU. 82

IV.1 Fréquence d'interactions inélastiques en fonction du numéro de *run*, pour les neuf périodes de prise de données proton–proton 2016 à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 88

IV.2 Nombre moyen d'interactions inélastiques par croisement de paquets de protons en fonction du numéro de *run*, pour les neuf périodes de données proton–proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 89

IV.3 Taux d'événements enregistrés sur disque rejetés par les sélections des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. . . . 93

IV.4 Distribution de la position longitudinale du vertex d'interaction pour les neuf périodes pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 94

IV.5 Nombre de traces reconstruites par événement avant et après sélection des événements et des traces dans les collisions pp à $\sqrt{s} =$ 13 TeV pour les données expérimentales, les événements simulés enrichis en quarks lourds et non enrichies. 96

IV.6 Paramètre d'impact des traces avant correction dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour les données expérimentales, les événements simulés enrichis en quarks lourds et non enrichies. 97

IV.7 Probabilité de survie des mésons $\mathrm{D_s^+}$ issus du vertex d'interaction et de la désintégration de mésons $\mathrm{B^+}$, émis à rapidité nulle, au-delà d'une distance L_0, pour trois impulsions transverses différentes. . . 100

IV.8 Géométrie de la désintégration du $\mathrm{D_s^+}$ en $\phi(1020)\pi^+ \to \mathrm{K^+K^-}\pi^+$. 100

IV.9 Résolution transverse et longitudinale sur le paramètre d'impact des traces dans $|\eta_{\mathrm{lab}}| < 0{,}8$ en fonction de l'impulsion transverse, pour différentes sélections de traces, dans les collisions pp à $\sqrt{s} =$ 13 TeV. 102

IV.10 Distribution en rapidité des mésons $\mathrm{D_s^+}$, dont les filles satisfont les sélections sur la qualité des traces, générés dans les simulations des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, en fonction de l'impulsion transverse. 105

IV.11 Efficacité des sélections en PID conservatif et fort en fonction de l'impulsion transverse du méson $\mathrm{D_s^+}$, appliquées après reconstruction combinatoire des candidats, dans les collisions pp à $\sqrt{s} =$ 13 TeV. 108

IV.12 Proportion de candidats bruit de fond rejetés par les sélections en PID conservatif et fort, après reconstruction des vertex secondaires, en fonction de l'impulsion transverse des mésons D_s^+, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 108
IV.13 Schéma partiel de la cinématique de désintégration du méson D_s^+. 112
IV.14 Exemples de distribution des variables topologiques pour les vrais candidats D_s^+ (simulations) et les candidats bruit de fond (données) dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV : $\cos\theta^*(\pi)$, masse invariante K^+K^-, dispersion des traces autour du vertex secondaire σ_{vertex}, distance de vol normalisée L_{xy}/σ_{xy}, $\cos\theta_{\text{point}}$ et variable topomatique $(d_{0,xy}^{\text{reco}} - d_{0,xy}^{\text{exp}})/\sigma_\Delta$. 113
IV.15 Schéma de la procédure de détermination de la section efficace par la méthode statistique. 116
IV.16 Spectres de masse invariante $M(K^\pm K^\mp \pi^\pm)$ ajustés pour chaque intervalle en impulsion transverse utilisé dans les collisions pp de biais minimum à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 122
IV.17 Spectres de masse invariante $M(K^\pm K^\mp \pi^\pm)$ ajustés pour chaque intervalle en impulsion transverse utilisé dans les collisions p–Pb de biais minimum à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 123
IV.18 Distribution de la significance statistique et du signal brut de 5 000 jeux de coupures aléatoires dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 124
IV.19 Comparaison de la valeur moyenne et de la largeur du pic de D_s^+ dans les données et les simulations pour les collisions pp à $\sqrt{s} =$ 13 TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 126
IV.20 Facteurs d'acceptance Acc^* des mésons D_s^+ prompts et *feed-down* en fonction de l'impulsion transverse dans les collisions pp à $\sqrt{s} =$ 13 et 5,02 TeV. 127
IV.21 Poids en nombre de tracklets dans $|\eta_{\text{lab}}| < 1$ pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV générant un méson D^0. 129
IV.22 Facteurs $\text{Acc} \times \text{Eff}$ des mésons D_s^+ prompts et non-prompts, en fonction de l'impulsion transverse, dans les collisions pp à $\sqrt{s} =$ 13 TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 130
IV.23 Facteurs $\text{Acc} \times \text{Eff}$ des mésons D_s^+ prompts, en fonction de l'impulsion transverse, pour 5 000 jeux de coupures aléatoires dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 131
IV.24 Rapport des facteurs de modification nucléaire des mésons D non-prompts et prompts en fonction de p_{T} dans les collisions p–Pb, obtenu à partir de calcul de QCD perturbative à l'ordre NLO (MNR [169]) incluant EPS09 [82]. 133
IV.25 Fraction de mésons D_s^+ prompts en fonction de l'impulsion transverse dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} =$ 5,02 TeV, avec la méthode standard. 134

IV.26 Fraction de mésons D_s^+ prompts en fonction de l'impulsion transverse dans les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV, avec la méthode statistique à 5 000 jeux de coupures. . 135
IV.27 Fraction de mésons D_s^+ prompts en fonction des termes Acc × Eff des D_s^+ non-prompts, pour chaque intervalle d'impulsion transverse, dans les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV, avec la méthode statistique à 5 000 jeux de coupures. 136
IV.28 Section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ en fonction de leur impulsion transverse, pour les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV. 137
IV.29 Distribution des 5 000 sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ par intervalle de p_T, dans les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV. 138
IV.30 Sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ prompts, issues de la méthode statistique à N = 5 000 pour les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV. 139
IV.31 Distribution de 5 000 sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+, différentielle en impulsion transverse, des collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV. 140
IV.32 Distribution de 5 000 sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+, différentielle en impulsion transverse, des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV. 141
IV.33 Distribution des incertitudes statistiques relatives de 5 000 sections efficaces de production des mésons D_s^+, différentielle en impulsion transverse, des collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV. 142
IV.34 Distribution des incertitudes statistiques relatives de 5 000 sections efficaces de production des mésons D_s^+, différentielle en impulsion transverse, des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV. 143

V.1 Exemple de variations des termes Acc × Eff et de la section efficace des mésons D_s^+ prompts dans les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV, pour les variables $|M_{KK} - M_\phi|$, L_{xy}/σ_{xy} et $\cos\theta_{point}$. 149
V.2 Exemple de variations des termes Acc × Eff et de la section efficace des mésons D_s^+ prompts dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV, pour les variables $|M_{KK} - M_\phi|$, L_{xy}/σ_{xy} et $\cos\theta_{point}$. . . 150
V.3 Dispersion de la section efficace des mésons D_s^+ prompts après variations des coupures, avec écart-type superposé, pour les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV. 151
V.4 Procédure de *multi-trial* pour les candidats D_s^+ d'impulsions transverses comprises entre 4 et 6 GeV/c dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV, et comprises entre 6 et 8 GeV/c dans les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV. 153
V.5 Incertitudes statistiques et systématiques relatives pour 10 productions à 500 et 5 000 tirages aléatoires pour chaque intervalle de p_T, dans les collisions pp à $\sqrt{s}$ = 13 TeV. 159

V.6 Rapports des sections efficaces des productions à $N = 500$ et $N = 5\,000$ à la section efficace de référence à $N = 50\,000$ tirages aléatoires, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 160

V.7 Sections efficaces différentielles de production des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts, issues de la méthode statistique à $N = 5\,000$ et de la méthode standard, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} =$ 5,02 TeV. 161

V.8 Distribution en p_{T} des traces filles du méson $\mathrm{D_s^+}$ en fonction de l'impulsion transverse du candidat $\mathrm{D_s^+}$, et incertitudes systématiques totales sur la trajectographie évaluées au niveau des candidats $\mathrm{D_s^+}$, pour les collisions simulées pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 165

V.9 Exemple de distributions de masse invariante pour des candidats $\mathrm{K_S^0} \to \pi^+\pi^-$ et des candidats $\Lambda \to p^\pm\pi^\mp$ dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 168

V.10 Distribution en $n\sigma_{\mathrm{TPC}}$ autour du signal de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ attendu pour les pions pour les candidats $\pi^\pm \leftarrow \mathrm{V}^0$ des données et les vrais $\pi^\pm$ des simulations, pour plusieurs intervalles d'impulsion dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 169

V.11 Distribution en $n\sigma_{\mathrm{TOF}}$ autour du signal de temps de vol attendu pour les pions pour les candidats $\pi^\pm \leftarrow \mathrm{V}^0$ des données et les vrais $\pi^\pm$ des simulations, pour plusieurs intervalles d'impulsion dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 171

V.12 Distribution en $n\sigma_{\mathrm{TPC}}$ autour du signal de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ attendu pour les kaons des vrais $\pi^\pm$, $\mathrm{K}^\pm$ et $p^\pm$ des simulations, pour plusieurs intervalles d'impulsion, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 172

V.13 Distribution en $n\sigma_{\mathrm{TPC}}$ autour du signal de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ attendu pour les kaons pour les candidats $\mathrm{K}^\pm$, ajustés par des fonctions gaussienne et comparés aux vrais $\mathrm{K}^\pm$ simulés, pour plusieurs intervalles d'impulsion, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 173

V.14 Efficacités relatives de sélection en PID à 1, 2 et 3σ dans les données et les simulations, pour les pions et les kaons, pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 175

V.15 Distribution des traces filles du méson $\mathrm{D_s^+}$ en fonction de l'impulsion transverse du candidat $\mathrm{D_s^+}$, et incertitudes systématiques totales sur la sélection en PID évaluées au niveau des candidats $\mathrm{D_s^+}$, pour les collisions simulées p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV et pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 176

V.16 Distributions du nombre de D^0, prompts et *feed-down*, générés dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV simulées par Pythia 6, comparées aux sections efficaces FONLL mises à l'échelle. 178

V.17 Rapport des sections efficaces corrigées de mésons $\mathrm{D_s^+}$ mesurées, avec deux hypothèses de forme des mésons D générés dans les simulations complètes : Pythia 6 Perugia 2011 et FONLL. 179

V.18 Rapport des sections efficaces de production des mésons D, prompts et non-prompts, FONLL à la distribution des D_s^+ générés par PYTHIA 6 Perugia 2011, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 180
V.19 Sections efficaces expérimentales des mésons D_s^+ obtenues à partir de huit combinaisons de fonctions modélisant les D_s^+ générés, prompts et non-prompts, comparées à la section efficace de référence, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 181
V.20 Poids en multiplicité pour diverses classes d'événements réels p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, en fonction du nombre de tracklets dans $|\eta_{lab}| < 1$: événements sélectionnés, événements sélectionnés avec des candidats D, événements sélectionnés avec des mésons D. . . . 182
V.21 Comparaison des sections efficaces expérimentales des mésons D_s^+ dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, obtenues sans et avec poids en multiplicité construits sur trois classe d'événements : événements sélectionnés, événements sélectionnés avec des candidats D, événements sélectionnés avec des mésons D. 183
V.22 Sections efficaces de production des mésons D_s^+ issus des mésons beaux, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5{,}02$ et 13 TeV, calculées par FONLL [62, 159] et EVTGEN [168]. 185
V.23 Variation relative de la fraction prompte de mésons D_s^+ en fonction de l'hypothèse sur $R_{pPb}^{feed\text{-}down}/R_{pPb}^{prompt}$, par intervalle de p_T, pour les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. 187
V.24 Fraction prompte de mésons D_s^+ avec ses incertitudes systématiques, provenant de la prédiction de la section efficace de mésons D_s^+ non-prompts, de l'hypothèse sur $R_{pPb}^{feed\text{-}down}$, et totales, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. 188
V.25 Fraction prompte de mésons D_s^+ d'après les méthodes standard (N_b) et alternative (f_c), dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. Les barres verticales représentent les incertitudes systématiques. . 189

VI.1 Section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ à rapidité centrale $|y| < 0{,}5$, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (ce travail) et pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV ([77]). 194
VI.2 Section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ à rapidité centrale $|y| < 0{,}5$, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, comparée aux prédictions pQCD de factorisation en k_T [63] (gauche) et POWHEG [68, 69] allié à PYTHIA 6 [154] (droite). 196
VI.3 Rapport des sections efficaces différentielle de production des mésons D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (ce travail) et $\sqrt{s} = 7$ TeV ([77]), comparé à un modèle de factorisation en k_T et PYTHIA 6 + POWHEG. 199
VI.4 Rapports des sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ et D^0, D_s^+ et D^+, D_s^+ et D^{*+} dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (ce travail) et $\sqrt{s} = 7$ TeV ([77]), comparés aux modèles de factorisation en k_T et de POWHEG + PYTHIA 6. 202

VI.5 Section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ à rapidité centrale $|y| < 0{,}5$, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, comparés à différents générateurs d'événements : Pythia 6 [64, 154], Pythia 8 [65, 191] (différentes configurations) et Herwig 7 [192, 193]. 205
VI.6 Rapports des sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ et D^0, D_s^+ et D^+, D_s^+ et D^{*+} dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, comparés aux prédictions de Pythia 6 Perugia 2011, Pythia 8 Monash 2013 et Herwig 7 UE-MMHT. 208
VI.7 Ajustement de la section efficace différentielle de production des mésons D_s^+, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, par une loi de puissance et une fonction de Tsallis-Lévy. 211
VI.8 Section efficace différentielle de production des mésons D_s^+ à rapidité centrale $-0{,}96 < y < 0{,}04$, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV de 2016 (ce travail) et de 2013 ([76, 95]). 216
VI.9 Rapports des sections efficaces différentielles de production des mésons D_s^+ et D^0, D_s^+ et D^+, D_s^+ et D^{*+} dans les collisions p–Pb (ce travail) et pp ([160]) à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. 218
VI.10 Ajustement de la section efficace différentielle de production des mésons D_s^+, dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, par une loi de puissance, une fonction de Tsallis-Lévy et de Bylinkin. . . . 219
VI.11 Ajustement de la section efficace différentielle de production des mésons D^0 (mesures préliminaires [116]), dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, par une loi de puissance, une fonction de Tsallis-Lévy et de Bylinkin. 221
VI.12 Facteur de modification nucléaire des mésons D_s^+ prompts dans les collisions p–Pb de biais minimum à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, mesuré dans ce travail de thèse (données 2016), comparé aux résultats publiés [76, 95] (données 2013). 224
VI.13 Facteur de modification nucléaire des mésons D_s^+ prompts comparé à celui, moyenné, des mésons D non-étranges (D^0, D^+, D^{*+}), dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. 225
VI.14 Facteur de modification nucléaire des mésons D prompts (D^0, D^+, D^{*+} **et** D_s^+) dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, comparé aux modèles de condensat de verre de couleur (CGC) [201, 202], FONLL [62] associé à EPPS16 [83], Vitev [199], et Kang [200]. . . 228
VI.15 Comparaison des observables S_{AA} (ce travail) et R_{AA} ([112]) des mésons D_s^+ prompts dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV pour trois classes de centralité différentes : 0–10%, 30–50% et 60–80%. 233
VI.16 Comparaison des observables S_{AA} (ce travail) et R_{AA} ([112]) des mésons D^0, D^+ et D^{*+} prompts, moyennés, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV pour trois classes de centralité différentes : 0–10%, 30–50% et 60–80%. 234

VI.17 Comparaison des observables S_{AA} des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts et des $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$ prompts moyennés, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV pour trois classes de centralité différentes : 0–10%, 30–50% et 60–80%. 235
VI.18 Observables S_{AA} des mésons $\mathrm{D_s^+}$ prompts et des $\mathrm{D^0}$, $\mathrm{D^+}$ et $\mathrm{D^{*+}}$ prompts moyennés, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV de centralité 0–10%, 30–50% et 60–80%, comparées aux prédictions de TAMU [121] et PHSD [122]. 237

Liste des tableaux

III.1 Acronymes des détecteurs de l'expérience ALICE avec leur acceptance en rapidité et en azimut (2π si non précisée), leur distance par rapport au point de collision et leur technologie principale. . . 65

III.2 Fractions des ressources CPU et de stockage sur disque, utilisées en 2017 (de avril 2017 à janvier 2018) par les analyses de données, la reconstruction et les simulations. 81

IV.1 Caractéristiques principales des mésons D étudiés par ALICE à rapidité centrale : contenu en quarks, masse invariante, distance caractéristique de vol ou largeur de désintégration, canal de désintégration hadronique et rapport d'embranchement [8]. 99

IV.2 Valeurs des coupures pour conserver les candidats $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, obtenues en utilisant la méthode standard d'optimisation. 114

IV.3 Valeurs des coupures pour conserver les candidats $\mathrm{D_s^+}$ dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV, obtenues en utilisant la méthode standard d'optimisation. 115

IV.4 Résultats des ajustements des distributions de masse invariante $M(\mathrm{K}^{\pm}\mathrm{K}^{\mp}\pi^{\pm})$ pour les collisions pp et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 13$ et 5,02 TeV respectivement : χ^2 réduit, signal brut, bruit de fond, rapport signal sur bruit et significance statistique. 120

V.1 Incertitudes systématiques associées à l'efficacité des variables topologiques et à l'extraction du signal : comparaison des méthodes statistique ($N = 50\,000$) et standard, dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 156

V.2 Bornes des plages de valeurs autorisées lors des tirages aléatoires de la méthode statistique, pour chacune des variables topologiques, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. 157

V.3 Principaux types de candidats V^0 reconstruits et leurs caractéristiques : contenu en quarks, masse invariante, distance caractéristique de vol $c.\tau$, canal de désintégration hadronique et rapport d'embranchement B.R. [8]. 167

V.4 Incertitudes systématiques et statistiques sur la section efficace de production des mésons D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Le degré de corrélation entre intervalles d'impulsion transverse est donné pour chaque source d'incertitude : non corrélation (NC), corrélation partielle (PC) et corrélation totale (TC). 190
V.5 Incertitudes systématiques et statistiques sur la section efficace de production des mésons D_s^+ dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. Le degré de corrélation entre intervalles d'impulsion transverse est donné pour chaque source d'incertitude : non corrélation (NC), corrélation partielle (PC) et corrélation totale (TC). 190

VI.1 Degré de corrélation, non corrélée (NC), partiellement corrélée (PC) et totalement corrélée (TC) des incertitudes systématiques expérimentales et théoriques *(i)* entre différentes énergie de collision et *(ii)* entre différentes espèces de mésons D. 203
VI.2 Section efficace de production intégrée en p_T *(i)* des mésons D, par unité de rapidité, à rapidité centrale ; *(ii)* des paires $c\bar{c}$, par unité de rapidité, à rapidité centrale ; et *(iii)* des paires $c\bar{c}$ intégrée en rapidité ; évaluée à partir des mésons D^0, D^+, D^{*+} [177] et D_s^+ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. 214
VI.3 Section efficace de production intégrée en p_T *(i)* des mésons D, par unité de rapidité, à rapidité centrale ; *(ii)* des paires $c\bar{c}$, par unité de rapidité, à rapidité centrale ; et *(iii)* des paires $c\bar{c}$ intégrée en rapidité ; évaluée à partir des mésons D^0, D^+, D^{*+} [116] et D_s^+ dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV. 222
VI.4 Fonction de recouvrement nucléaire moyenne $\langle T_{AA} \rangle$, nombre moyen de collisions binaires de nucléons $\langle N_{coll} \rangle$, nombre moyen de nucléons participants de la collision $\langle N_{part} \rangle$, en fonction de la centralité de la collision Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV [29]. 231

Université de Strasbourg

Julien HAMON

IPHC Institut Pluridisciplinaire Hubert CURIEN STRASBOURG

Étude de la production des mésons charmés-étranges dans les collisions proton–proton et proton–plomb avec l'expérience ALICE au LHC

Résumé

L'étude de la production des quarks charmés dans les collisions de hautes énergies de noyaux atomiques offre une approche inédite pour l'étude du plasma de quarks et de gluons. La compréhension et la caractérisation de cet état de la matière déconfinée, de prime abord retrouvé dans les systèmes les plus lourds, nécessitent une connaissance fine des systèmes les plus légers, telles que les collisions proton–proton (pp) et proton–plomb (p–Pb). Dans ce manuscrit, nous présentons la mesure de la production des mésons charmés-étranges $\mathrm{D_s^+}$ ($\mathrm{c\bar{s}}$), à rapidité centrale, avec les données du *run* 2 du LHC, recueillies en 2016 par l'expérience ALICE. Deux systèmes sont étudiés : les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV et p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV. La section efficace de production des $\mathrm{D_s^+}$, leur abondance relative et leur facteur de modification nucléaire sont mesurés puis comparés à d'autres mesures et à diverses prédictions théoriques. Le résultat p–Pb établit une nouvelle référence pour l'étude des collisions Pb–Pb.

Mots clés : plasma de quarks et de gluons, interaction forte, saveurs lourdes, mésons D, ALICE, LHC, collisions proton–proton et proton–plomb, section efficace de production, facteur de modification nucléaire

Abstract

The study of the production of charm quarks in high-energy atomic-nucleus collisions offers an genuine approach for the study of the quark-gluon plasma. The understanding and characterisation of this state of deconfined-matter, at first sight created in heaviest systems, require a fine knowledge of lightest systems, such as proton–proton (pp) and proton–lead (p–Pb) collisions. In this manuscript, we present the measurement of the charm-strange mesons $\mathrm{D_s^+}$ ($\mathrm{c\bar{s}}$) production, at central rapidity, with the LHC run 2 data, collected in 2016 with the ALICE experiment. Two systems are studied: pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and p–Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5.02$ TeV. The production cross-section of $\mathrm{D_s^+}$, their relative abundance and their nuclear modification factor are measured then compared to other measurements and to various theoretical predictions. The p–Pb result establishes a new reference for the study of Pb–Pb collisions.

Keywords: quark-gluon plasma, strong interaction, heavy flavour, D mesons, ALICE, LHC, proton–proton and proton–lead collisions, production cross-section, nuclear modification factor