



**HAL**  
open science

# Recherche de gluons scalaires avec le détecteur ATLAS auprès du LHC

Adrien Renaud

► **To cite this version:**

Adrien Renaud. Recherche de gluons scalaires avec le détecteur ATLAS auprès du LHC. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112348 . tel-00934510

**HAL Id: tel-00934510**

**<https://theses.hal.science/tel-00934510>**

Submitted on 22 Jan 2014

**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.

# THÈSE

Présentée le 30 novembre 2012

par

**Adrien RENAUD**

Pour obtenir le grade de

**Docteur ès Sciences de l'Université Paris Sud, Orsay**

Spécialité : **Physique des particules**

Préparé au laboratoire : **Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire**

Dans le cadre de l'école Doctorale : **Particules, Noyaux et Cosmos (ED 517)**

Titre :

## **Recherche de gluons scalaires avec le détecteur ATLAS auprès du LHC**

Directeur de thèse : **D. Zerwas**

Soutenue devant la commission d'examen composée de :

M.	T.	Plehn	Rapporteur
M.	P.	Pralavorio	Rapporteur
M.	A.	Stocchi	Président
M.	P.	Verdier	
M.	D.	Zerwas	Directeur de thèse

*Recherche de gluons scalaires avec le détecteur ATLAS auprès du LHC*

## RÉSUMÉ

Cette thèse décrit la recherche de nouvelles particules scalaires octets de couleur dans les données de l'expérience ATLAS auprès du Grand Collisionneur de Hadrons (LHC). Pour une large gamme de masse, la désintégration de ces scalaires en deux partons du MS domine. Cela motive la recherche de ces nouveaux scalaires dans des états finaux multijet, où ils se signaleraient comme des résonances dijet. Comme les nouveaux scalaires sont produits par paires, un état final contenant au moins quatre jets est utilisé comme environnement de recherche. Une méthode est développée pour extraire une possible résonance multijet scalaire du grand fond QCD et est utilisée pour chercher de tels scalaires dans les données de l'expérience ATLAS collectées en 2010 et 2011. Les données sont en accord avec l'estimation du fond et des limites sont posées sur la section efficace de production des scalaires en fonction de leur masse. En interprétant ces limites dans des modèles de supersymétrie, le gluon scalaire du MRSSM et du modèle hybride  $N = 1/N = 2$  est exclu à 95% CL entre 100 et 287 GeV. Les limites sont aussi interprétées dans un modèle de symétrie de jauge à la QCD, où le sgluon est remplacé par l'hyper-pion qui est exclu dans une gamme de masse légèrement plus restreinte de part sa section efficace plus faible.

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Eléments du modèle standard de la physique des particules</b>	<b>9</b>
I.1	Interaction faible et unification électrofaible	10
I.2	La chromodynamique quantique	12
I.2.1	Liberté asymptotique, confinement	13
I.2.2	Factorisation	14
I.3	Les problèmes du Modèle Standard	16
<b>II</b>	<b>Eléments de supersymétrie</b>	<b>19</b>
II.1	Construction de modèles supersymétriques	19
II.2	Contraintes expérimentales	22
<b>III</b>	<b>Deux modèles de référence pour les scalaires octets de couleur</b>	<b>25</b>
III.1	Sgluons dans les modèles supersymétriques avec gauginos de Dirac	25
III.2	Hyper-pions dans les théories de jagues avec confinement à la QCD	27
III.3	Production de paires d'octets scalaires	29
<b>IV</b>	<b>Le détecteur ATLAS auprès du LHC</b>	<b>33</b>
IV.1	Le LHC	33
IV.1.1	Le run 2010	35
IV.1.2	Le run 2011	35
IV.2	ATLAS	37
IV.2.1	Le système de coordonnées d'ATLAS	38
IV.2.2	Le système magnétique	39
IV.2.3	Le détecteur interne de traces	39
IV.2.4	Les calorimètres	41
IV.2.5	Le spectromètre à muons	44
IV.2.6	Le système de déclenchement	45
IV.2.7	L'informatique et le modèle de calcul d'ATLAS	46
<b>V</b>	<b>Jets et système de déclenchement basé sur les jets</b>	<b>49</b>
V.1	Calibration des jets	50
V.2	Incertitude sur l'échelle d'énergie des jets	53
V.3	Résolution en énergie des jets	54
V.4	Système de déclenchement basé sur les jets	55
V.4.1	La chaîne de déclenchement 2010	56
V.4.2	La chaîne de déclenchement 2011	56
<b>VI</b>	<b>Étude de faisabilité de la recherche de sgluons au LHC</b>	<b>61</b>
VI.1	Simulation des événements de signal et de fond	61
VI.2	Selection des événements	62
VI.2.1	Jumelage des jets par la méthode de proximité	63
VI.2.2	Différence relative des deux masses reconstruites et angle de diffusion	66

VI.3	Estimation du bruit de fond	67
VI.4	Résultats	69
<b>VII</b>	<b>Analyse de l'échantillon de données 2010</b>	<b>73</b>
VII.1	Simulations Monte Carlo	73
VII.2	Échantillon de données, jets et chaîne de déclenchement	74
VII.3	Selection des évènements et reconstruction de la masse invariante du sgluon	75
VII.4	Comparaison Data - Monte Carlo	77
VII.5	Estimation du bruit de fond à partir des données	78
VII.5.1	Validation Monte Carlo	79
VII.5.2	Contamination attendue du signal dans les régions de contrôles	80
VII.6	Résultats	81
VII.6.1	Résultats de l'estimation du fond	81
VII.6.2	Incertitudes systématiques	81
VII.6.3	Construction de la fonction de vraisemblance	84
VII.6.4	Limites sur la section efficace de production des sgluons	85
<b>VIII</b>	<b>Analyse de l'échantillon de données 2011</b>	<b>89</b>
VIII.1	Simulations Monte Carlo	89
VIII.2	Echantillon de données, jets et chaîne de déclenchement	92
VIII.3	Selection des évènements et reconstruction de la masse invariante du sgluon	93
VIII.4	Comparaison Data - Monte Carlo	94
VIII.5	Estimation du bruit de fond à partir des données	98
VIII.6	Résultats	100
VIII.6.1	Résultats de l'estimation du fond	100
VIII.6.2	Incertitudes systématiques	105
VIII.6.3	Construction de la fonction de vraisemblance	108
VIII.6.4	Ajustement de la fonction de vraisemblance aux données	116
VIII.6.5	Limites sur la section efficace de production des sgluons	116
<b>IX</b>	<b>Panorama des recherches multijet au LHC et au Tevatron</b>	<b>123</b>
IX.1	Recherches dijet	123
IX.2	Recherches $2 \times 3$ jets	125
IX.3	Recherches $2 \times 2$ jets	126
IX.4	Recherche $2 \times 2 \times 2$ jets	127
	<b>Conclusion</b>	<b>129</b>
	<b>Appendices</b>	<b>133</b>
<b>A</b>	<b>Étude de la distribution en <math>p_T</math> du 4<sup>eme</sup> jet de plus haut <math>p_T</math></b>	<b>135</b>
<b>B</b>	<b>Comparaison entre ATLFAST-II et la simulation complète</b>	<b>139</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>141</b>

JE DÉDIE CE MANUSCRIT À GENEVIÈVE ET FRANCIS



# Introduction

La production de nouvelles particules colorées est l'un des attraits les plus saillants des collisionneurs hadroniques tels que le Tevatron du Fermilab ou le LHC du CERN. Là, les particules de nouvelle physique qui se couplent directement à l'état partonique initial peuvent être produites abondamment pour une large gamme de masses. La plupart des théories candidates pour la physique au-delà du Modèle Standard (MS) prédisent la présence de telles nouvelles particules qui font l'objet de nombreuses recherches. De récents exemples incluent la recherche des partenaires supersymétriques des quarks et du gluon [1, 2, 3, 4] ou la recherche des lepto-quarks [5, 6]. Les différentes recherches peuvent être classées selon les états finaux considérés. Outre un certain nombre de jets hadroniques, les restes de la charge de couleur de la particule nouvelle, ces recherches incluent le plus souvent l'identification de leptons issus de la désintégration électrofaible, de photons et/ou d'énergie transverse manquante provenant de produits de désintégration non détectés, par exemple une potentielle particule de matière noire. Avec l'arrivée du LHC, les études basées sur des états finaux contenant uniquement des jets hadroniques se développent rapidement. Différentes multiplicités de jets dans l'état final ont maintenant été utilisées pour la recherche de nouvelles particules et ce manuscrit présente la recherche de nouvelles particules dans un état final à quatre jets.

Dans cet thèse, nous analyserons le processus de production de paires de nouvelles particules scalaires octets de couleur qui sont des singlets des groupes de jauge électrofaibles. Ces états apparaissent dans différentes extensions du MS soit en tant que de nouvelles particules fondamentales [7, 8, 9] ou comme des objets composites [10, 11]. Le cadre théorique dans lequel apparaissent ces champs est décrit dans les trois premiers chapitres de cette thèse. Comme ces champs appartiennent à la représentation adjointe du groupe de jauge de l'interaction forte (octet de couleur), leur section efficace de production par paires via l'interaction forte est fixée. Cependant, le processus de production par paires pourrait avoir des contributions additionnelles en fonction de la théorie qui intègre les nouveaux scalaires - comme des nouvelles particules complémentaires produites de manière résonante dans la voie- $s$  et pouvant se désintégrer en une paire de tels octets scalaires. Les modes de désintégrations des nouvelles particules scalaires dépendent bien sûr fortement du modèle considéré et sont intimement liés au spectre de la théorie sous-jacente. Cependant, pour une large gamme de masse, le plus probable est que la désintégration en deux partons du MS domine et c'est ce mode de désintégration qui est considéré ici. En conséquence, cette thèse présente la recherche de ces nouveaux scalaires dans des états finaux multi-jet, où ils se signaleraient comme des résonances dijet. Comme les nouveaux scalaires sont produits par paires, la production inclusive de quatre jets est utilisée comme environnement de recherche. En principe, la production d'un seul scalaire octet de couleur est également possible dans un collisionneur de hadrons et il existe des limites très strictes à partir des recherches de résonances dijet. Par exemple [12] cite une limite d'exclusion à 95% CL de 1,91 TeV pour une résonance scalaire octet de couleur avec un couplage à deux gluons de l'ordre de un [13]. Cependant, dès que cette interaction est induite seulement au niveau des boucles, la section efficace de production unique chute de façon significative et élude ainsi la limite. Ce sont de tels scénarios qui sont considérés ici, scénarios pour lesquels le processus de production par paire est le canal découverte le plus prometteur.

La signature précise des résonances se désintégrant hadroniquement dépend de la masse des nouveaux champs mais aussi des systèmes expérimentaux utilisés. La recherche de telles résonances dans les données de l'expérience ATLAS auprès du LHC est l'objet principal de cette thèse. Au cours des



années 2010 et 2011, le LHC a délivré des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Ces collisions ont été enregistrées par l'expérience ATLAS et ce sont ces données qui sont analysées dans cette thèse. Le nombre de collisions délivrées par le LHC a été multiplié par un facteur 140 entre 2010 et 2011. Les données récoltées en 2010 et 2011 correspondent respectivement à une luminosité intégrée de  $34\text{pb}^{-1}$  et  $4,7\text{fb}^{-1}$ . Malgré ce large facteur, les données de 2010 ont une place importante dans cette recherche. En effet, bénéficiant d'un système de déclenchement demandant une énergie des particules détectées plus faible qu'en 2011, les données de 2010 permettent la recherche de résonances d'une masse plus faible qu'avec les données de 2011. Le complexe du LHC et les conditions de prise de données pendant les runs de 2010 et 2011 sont détaillés dans le chapitre **IV**. Ce chapitre décrit aussi le détecteur ATLAS, ses sous-détecteurs, son système de déclenchement et le modèle de calcul utilisé dans pour la gestion des données. Comme la recherche est effectué dans un état final à quatre jets, la reconstruction des jets leurs calibrations ainsi que les performances obtenues sont présentées à part dans le chapitre **V**. Ce chapitre détaille aussi la mesure d'efficacité des chaînes de déclenchement utilisées dans l'analyse des données ATLAS de 2010 et 2011.

L'étude de faisabilité du chapitre **VI** démontre la sensibilité des expériences du LHC pour des scalaires d'une masse de l'ordre de quelques centaines de GeV. Le défi majeur de l'analyse consiste à discerner un possible signal de l'énorme fond QCD multijet qui dépasse le signal de plusieurs ordres de grandeur. Le point clé est de faire un usage optimal de la cinématique des événements de signal pour reconstruire la production de deux résonances scalaires de *masses égales*. Une approche axée sur les données pour en extraire le fond QCD multijet, minimisant ainsi la dépendance à l'égard des prédictions théoriques, est développée en utilisant des simulations MC dans le chapitre **VI**. Utilisant les méthodes développées dans l'étude de faisabilité, la recherche des nouvelles particules scalaires dans les données d'ATLAS et ses résultats sont présentés dans le chapitre **VII** pour les données de 2010 et dans le chapitre **VIII** pour celles de 2011.

Le dernier chapitre présente un panorama des résultats obtenus dans des analyses multijets au LHC et au Tevatron. Les résultats obtenus dans les chapitres précédant sont alors comparés aux résultats de l'expérience CMS pour la recherche de scalaires octet de couleur.

# Chapitre I

## Eléments du modèle standard de la physique des particules

### Sommaire

---

<b>I.1</b>	<b>Interaction faible et unification électrofaible</b> . . . . .	<b>10</b>
<b>I.2</b>	<b>La chromodynamique quantique</b> . . . . .	<b>12</b>
I.2.1	Liberté asymptotique, confinement . . . . .	13
I.2.2	Factorisation . . . . .	14
<b>I.3</b>	<b>Les problèmes du Modèle Standard</b> . . . . .	<b>16</b>

---

Le cadre théorique du modèle standard de la physique des particules [14, 15] est la théorie quantique des champs qui permet de décrire quantitativement les interactions fondamentales des particules élémentaires en respectant les principes de la relativité restreinte et ceux de la mécanique quantique.

Le modèle standard consiste en un ensemble d'algorithmes, appelé développement perturbatif, permettant de calculer, par approximations successives, à l'aide d'un nombre fini et fixé de paramètres déterminés expérimentalement, les probabilités des réactions des leptons et des quarks, du photon et des bosons intermédiaires en interactions électromagnétique et faible (théorie électrofaible), et les probabilités des réactions des quarks et des gluons en interaction forte à grand transfert d'énergie-impulsion (QCD). La théorie SM est une combinaison de groupes locaux de symétrie de jauge  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes SU(3)_c$ .

Les interactions électromagnétique et faible sont décrites par la symétrie de jauge électrofaible basée sur le groupe  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  proposé par Glashow, Salam et Weinberg [16, 17] dans les années 1960. Le groupe abélien  $U(1)_Y$ , de couplage  $g'$ , est médiée par un unique boson B. Le groupe non abélien  $SU(2)_L$ , de couplage  $g$ , est médiée par trois bosons vectoriels, W1, W2 et W3. C'est du mélange de ces états propres d'interaction qu'apparaissent les champs physiques du photon et des bosons  $W^\pm$ ,  $Z^0$ . Les nombres quantiques associés à ces groupes sont respectivement l'hypercharge Y et l'isospin faible T. En outre, c'est la brisure spontanée du groupe  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  vers  $U(1)_Q$ , la symétrie de jauge électromagnétique, par le champ de Higgs [18, 19] qui fournit la masse des particules du SM.

L'interaction forte est décrite par la théorie non-abélienne de la chromodynamique quantique (QCD) de symétrie  $SU(3)_c$ . Les règles des groupe de Lie impliquent huit médiateurs, les gluons, qui sont de masse nulle.

### Contenu en particules

En fonction de leur nombre quantique de spin, les particules appartiennent à l'un de deux groupes distincts : les fermions de spin 1/2 qui sont les éléments constitutifs de la matière, et les bosons de spin entier, qui sont les médiateurs des interactions dans le Modèle Standard de la physique des particules. Il y a deux groupes de fermions : les quarks et les leptons, qui sont tous de spin 1/2. On connaît six

quarks ; nommés quarks up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) et bottom (b). Ces six saveurs sont organisées en trois générations (également appelées familles) dans l'ordre croissant de masses. Chaque génération a un quark de charge  $+2/3$  (u, c, t) et un de charge  $-1/3$  (d, s, b) en unités de charge de l'électron (e). Les quarks portent une charge de couleur et peuvent donc interagir via l'interaction fortes, contrairement aux leptons. Il y a six leptons dans le Modèle Standard, qui sont également regroupés en trois générations, chacune comprenant un lepton neutre et un lepton portant une charge électromagnétique. Les leptons chargés sont, en ordre croissant de masse, l'électron (e), le muon ( $\mu$ ) et le tau ( $\tau$ ), qui ont une charge négative de -e. Chaque lepton chargé est associé avec un partenaire neutre, le neutrino électronique  $\nu_e$ , le neutrino muonique  $\nu_\mu$  et le neutrino tauique  $\nu_\tau$ . L'électron, le quark u et le quark d, qui appartiennent à la première génération sont les particules massives les plus légères et elles sont stables ; elles sont les constituants exclusifs de la matière ordinaire. À l'exception des neutrinos, les particules des deux autres générations sont plus lourdes et instables.

Les bosons dans le modèle standard sont le photon  $\gamma$  sans masse et vecteur de l'interaction électromagnétique, les bosons massifs  $W^\pm$ ,  $Z^0$  vecteurs de l'interaction faible et les huit gluons, tous de masse nulle et vecteurs de l'interaction forte. Tous sont de spin 1 et sont appelés bosons de jauge car ils résultent des symétries de jauge, comme discuté dans la section suivante. Le contenu en particule du MS est complété par un champ scalaire (de spin 0) : le boson de Higgs.

## Les interactions

En mécanique classique, le formalisme lagrangien est basé sur la fonction de Lagrange  $L$  (souvent appelé lagrangien pour faire court), qui est la soustraction de l'énergie potentielle à l'énergie cinétique du système. Le principe classique de moindre action permet de dériver à partir du lagrangien, les équations classiques du mouvement de ces champs, les équations d'Euler-Lagrange. En théorie des champs, les particules quasi-ponctuelles de la mécanique classique avec des trajectoires  $\vec{x}_i(t)$  dans un espace tridimensionnel sont remplacés par des champs qui sont des fonctions  $\phi_i(\vec{x}, t)$  de la position et du temps. Dans cette généralisation, le lagrangien devient une densité lagrangienne, qui intégrée dans l'espace, donne la fonction de Lagrange. L'espace et le temps sont maintenant traités sur un pied d'égalité dans les équations d'Euler-Lagrange, comme il sied à une théorie relativiste. La densité lagrangienne  $\mathcal{L}$  décrit entièrement la physique de la théorie. C'est pourquoi les modèles théoriques sont souvent spécifiés en précisant leur densité lagrangienne, qui est aussi appelé lagrangien pour faire court. A partir des Lagrangiens pour les champs libres, le principe de l'invariance de jauge locale, la symétrie du lagrangien libre sous les transformations de phase locales, conduira à l'apparition de champs supplémentaires médiateurs des interactions fondamentales. Dans le cadre de la théorie quantique des champs, ces interactions peuvent être calculées avec les diagrammes de Feynman. Les diagrammes d'ordre le plus bas sont des diagrammes « en arbre », c'est-à-dire qu'ils ne comportent pas de boucles ; ils représentent ce que l'on appelle le terme de Born, qui n'est rien d'autre que l'approximation classique. Les effets quantiques apparaissent avec les diagrammes qui comportent des boucles, dont l'amplitude s'obtient par intégration sur les quadrimoments arbitraires qui circulent le long de ces boucles. Malheureusement, en général, ces intégrales divergent, et cette difficulté menace l'ensemble du développement en perturbations. La technique de la renormalisation qui a permis de contourner l'obstacle, consiste à doubler les paramètres de la théorie, la charge électrique et la masse de l'électron en distinguant d'une part une charge  $e_0$  et une masse  $m_0$  dites nues, qui seraient la charge et la masse s'il n'y avait pas d'interaction et d'autre part la charge  $e$  et la masse  $m$  physiques ou renormalisées par l'interaction. Les paramètres physiques comme la charge et la masse de l'électron ne sont plus des paramètres fondamentaux, mais plutôt des paramètres effectifs qui dépendent, certes d'une façon contrainte par les équations du groupe de renormalisation, d'une échelle arbitraire d'énergie.

## I.1 Interaction faible et unification électrofaible

L'interaction faible est responsable de la décroissance bêta des noyaux instables. Dans les années soixante, l'interaction faible était en effet décrite à l'aide du modèle phénoménologique de Fermi [20]

d'interaction courant-courant avec la constante de couplage de Fermi  $G_F = 1.16639 \times 10^5 \text{ GeV}^{-2}$ . La force nucléaire faible est qualifiée de la sorte du fait que la constante de couplage  $G_F$  qui intervient entre les objets en interaction est beaucoup plus petite que celle que l'on rencontre dans l'électromagnétisme, ce que reflète la masse des bosons  $W$  et  $Z$ . La découverte de la violation de la parité et de la conjugaison de charge eurent aussi lieu dans les années cinquante [21]. La théorie de Fermi n'étant pas renormalisable, on s'est tourné, comme pour l'interaction forte, vers une théorie à invariance de jauge. Dans la théorie moderne de l'interaction faible, la violation de la parité et celle de la conjugaison de charge s'interprètent comme une sensibilité de l'interaction à la chiralité des leptons, des quarks et de leurs antiparticules : seuls les leptons et quarks gauches et les antileptons et antiquarks droits participent à l'interaction faible. Le lagrangien électrofaible est obtenu similairement à celui de QED par le remplacement de l'interaction électromagnétique  $U(1)$  avec deux termes d'interaction. Ils contiennent les générateurs  $T$  de  $SU(2)_L$ , groupe de jauge de l'isospin faible, et les générateurs  $Y$  de  $U(1)_Y$ , groupe de l'hypercharge faible. Le groupe de symétrie sous-jacent des interactions électrofaibles est donc  $SU(2) \otimes U(1)$ . L'interaction implique un triplet d'isospin faible de champs vecteurs  $W^\mu$  et un champs vecteur singlet d'isospin faible  $B^\mu$  se couplant respectivement à l'isospin faible et à l'hypercharge. Ces champs se mélangent pour donner la champs physique  $W^\pm$ ,  $Z^0$  et la photon  $\gamma$ .

Ce modèle prédit donc l'existence de courants neutre d'interaction faible. Ces courants neutres ont été observés pour la première fois en 1973 avec l'expérience Gargamelle au CERN. Les bosons  $W$  et  $Z$  ont ensuite été directement observés pour la première fois des expériences de collisions proton-antiproton au CERN. En 1983, les expériences UA1 et UA2 auprès du SPPS au CERN ont observé que les bosons faibles étaient massifs et même lourds ([22] et [23]),  $M_Z = 91 \text{ GeV}$  et  $M_W = 80 \text{ GeV}$ . Ces découvertes ont prouvé que la symétrie de l'interaction électrofaible doit être brisée à une certaine échelle, de l'ordre de ces masses. Le mécanisme de Higgs a été introduit en tant que solution à la brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

Compte tenu de la façon dont un champ vecteur se transforme sous une transformation de jauge, les termes de masse de la forme  $\frac{1}{2}m^2 Z_\mu Z^\mu$  pour le boson  $Z$  violeraient l'invariance de jauge. De façon similaire un terme de masse pour les fermions brise l'invariance de jauge. Dans le MS, les masses des fermions et des bosons sont générées par le mécanisme de Higgs-Englert-Brout, qui est une brisure spontanée de la symétrie de jauge. Le mécanisme de Higgs consiste à introduire un nouveau boson dans la théorie, un champ scalaire complexe, doublet de  $SU(2)_L$  :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (\text{I.1})$$

où  $\phi^0$  et  $\phi^+$  désigne un champ neutre et chargé respectivement. Pour le secteur du Higgs, le lagrangien de la théorie s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad (\text{I.2})$$

Le premier terme du côté droit du lagrangien représente l'interaction du champ de Higgs avec les bosons électrofaibles. L'invariance du lagrangien sous une transformation de jauge locale ( $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ) nécessite une dérivée covariante de la forme :

$$(D_\mu \phi) = \partial_\mu - igT \sigma^a W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (\text{I.3})$$

où  $T$  et  $Y$  sont l' isospin et l'hypercharge faible associés aux groupes de jauges  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  avec les couplages  $g$  et  $g'$  et où  $\sigma^a$  sont les matrices de Pauli. Afin de briser la symétrie de jauge, le potentiel scalaire doit être écrit :

$$V(\phi) = -\mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (\text{I.4})$$

avec  $\mu$  et  $\lambda$  positifs. L'état fondamental du champ de Higgs est donné par le minimum du potentiel et le signe moins devant le terme  $\mu^2$  garantit la brisure spontanée de la symétrie électrofaible car elle oblige le champ de Higgs à prendre une valeur moyenne dans le vide non nulle.  $V(\phi)$  est minimal pour  $(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = \mu^2/(\lambda)$ . La dégénérescence du vide force à choisir comme vide un point

quelconque de la sphère précédente. Il est généralement pris avec la forme suivante :

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, (\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \phi_3 = v), \quad (\text{I.5})$$

où  $v$  est valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs,  $v = \mu/\sqrt{\lambda} \sim 246$  GeV. La valeur moyenne dans le vide laisse la symétrie  $U(1)_{em}$ , avec comme générateur  $Q = T^3 + Y$ , non-brisée, de sorte que le photon reste sans masse. La charge électrique  $Q$  est donnée par la relation de Gell-Mann Nishijima où  $T^3$  est la troisième composante de l'isospin faible. Les termes de masse des bosons de jauge faibles proviennent alors de l'équation I.2 tandis que les fermions deviennent massifs à travers les termes de Yukawa.

La relation entre les paramètres du secteur électrofaible du MS et les observables est relativement directe : les constantes de couplages se retrouvent dans les constantes physiques des interactions électromagnétique et faible, la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs se retrouve dans la masse du W, quant à  $\lambda$ , il commande essentiellement la masse du boson de Higgs. Il s'ensuit que le MS ne prédit pas la masse du boson de Higgs. Mais comme cette masse intervient comme un paramètre libre dans le calcul des corrections radiatives, les mesures de précisions peuvent permettre de contraindre son domaine de variation. Le 4 Juillet 2012, les expériences CMS et ATLAS auprès du LHC ont annoncé

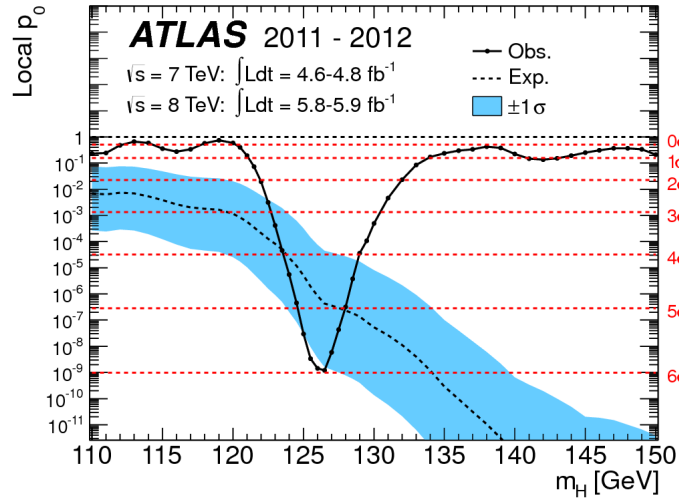


FIG. I.1 – L'observation d'un nouveau boson dans l'expérience ATLAS [24].  $p_0$  locale observée en fonction de  $m_H$ . La courbe en pointillé montre la  $p_0$  locale attendue sous l'hypothèse d'un signal de boson de Higgs du MS à cette masse avec sa bande d'incertitude plus/moins un sigma. Les lignes horizontales en pointillées indiquent les valeurs de  $p_0$  correspondant à une signification de 1 à 6 sigma.

la découverte formelle [24, 25] d'un boson jusque-là inconnu de masse entre 125 et 127 GeV, dont le comportement a été jusqu'ici compatible avec celui attendu pour le boson de Higgs dans le cadre du MS. La signification de la découverte obtenue par ATLAS, indiquée sur la figure I.1, était alors de  $\sim 6\sigma$ . Une découverte !

## I.2 La chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique (QCD) est une théorie de jauge dans laquelle les champs colorés de quarks sont les champs de matière et le groupe de jauge, le groupe SU(3) de couleur. Les quarks u, d, s et c ont été découverts dans les années 70 [26], le quark b quelques années plus tard [27] et le top,

du fait de sa grande masse, n'a, lui, été découvert qu'en 1995 [28, 29]. L'existence du boson de jauge de QCD a été mis en évidence dans des événements à trois jets dans des collisions  $e^+e^-$  [30].

Dans QCD, la symétrie de couleur devient une invariance locale. Le formalisme de la dérivée covariante utilisé en QED se généralise de façon naturelle à une invariance de jauge non abélienne ce qui implique désormais huit champs de jauge correspondant aux gluons et une nouvelle constante de couplage  $\alpha_s$ . Comme le photon, les huit champs de gluons doivent être sans masse car le terme de masse est exclu par l'invariance de jauge locale. En raison de la non-commutativité de  $SU(3)$  le terme d'énergie cinétique des gluons n'est pas purement cinétique, mais comprend des termes d'auto-interaction pour les gluons. Les gluons peuvent donc non seulement interagir avec les quarks, mais aussi entre eux.

## I.2.1 Liberté asymptotique, confinement

Comme dans le cas de QED, la constante de couplage  $\alpha_s$  évolue en fonction de l'énergie du phénomène étudié. Dans le cas de QCD, l'équation du groupe de renormalisation à l'ordre dominant donne l'évolution de la constante de couplage  $\alpha_s$  entre deux échelles d'énergie  $\mu$  et  $\mu_0$  :

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(\mu_0)}{\left(1 + \frac{\beta_0}{12\pi} \alpha_s(\mu_0) \ln(\mu^2/\mu_0^2)\right)} \quad (\text{I.6})$$

où en QCD,  $\beta_0 = 11N_c - 2N_f$  avec  $N_c = 3$  le nombre de couleurs et  $N_f$  le nombre de saveurs. Le nombre de saveurs dans le MS est de 6 et donc  $\beta_0 > 0$  ce qui entraîne que la constante de couplage de QCD diminue avec l'énergie des processus au contraire de celle de QED. L'évolution de  $\alpha_s$  en fonction de l'échelle d'énergie est indiquée sur la figure I.2. Le couplage augmente lorsque l'échelle d'énergie diminue et at-

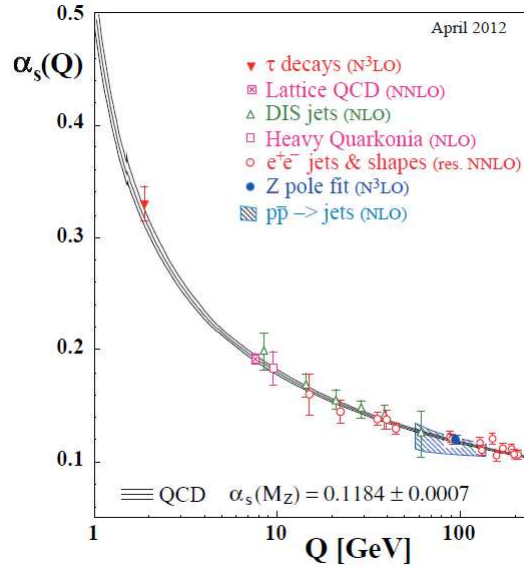


FIG. I.2 – Résumé de la mesure de  $\alpha_s$  en fonction de l'échelle d'énergie  $Q$ . L'ordre du développement en perturbations QCD utilisé dans l'extraction est indiquée entre parenthèses [31].

teint une valeur de l'ordre de 1 au voisinage de  $\Lambda_{QCD} \sim 200$  MeV. On distingue alors deux régimes de la théorie, l'un appelé liberté asymptotique et l'autre confinement. Asymptotiquement, à haute énergie, les quarks ne ressentent plus l'interaction forte. A l'échelle d'énergie des collisions au LHC,  $\alpha_s$  est suffisamment petite pour permettre l'utilisation d'un développement perturbatif en  $\alpha_s$  et, dans ce premier cas appelé liberté asymptotique, la théorie est renormalisable et on introduit une dépendance de  $\alpha_s$  à une échelle d'énergie dite de renormalisation  $\mu_R$ . Par contre, la théorie des perturbations n'est pas approprié pour QCD à basse énergie où la constante de couplage  $\alpha_s$  devient importante. En conséquence, les cal-

culs perturbatifs ne peuvent pas être effectués dans des domaines tels que la physique nucléaire ou en physique hadronique à basse énergie. Des outils numériques tels que QCD sur réseau sont nécessaires pour décrire de tels systèmes.

Alors que les calculs de QCD perturbative peuvent avoir des partons portant une charge de couleur dans l'état final, seuls des hadrons neutres de couleur sont observés expérimentalement dans l'état final. A basse énergie, les quarks sont confinés dans des hadrons neutres de couleur. Ainsi, pour décrire ce qui est observé dans un détecteur en tant que résultat d'un processus donné, tous les partons de couleur de l'état final doivent d'abord produire une cascade de partons qui sont ensuite combinés pour former les hadrons neutres de couleur. Cette cascade provient de l'augmentation de la constante de couplage forte avec la séparation entre les partons produits dans le processus dur de collision ; ce qui augmente la probabilité de rayonnement QCD. Ce rayonnement se fait essentiellement à faible énergie et à petit angle par rapport au parton initial, reflétant les divergences infrarouges et colinéaires de QCD. Ainsi, un parton va rayonner des gluons, qui à leur tour rayonnent des paires quark-antiquark et ainsi de suite, chaque nouveau parton étant produit presque colinéaire avec le parton initial. Différents algorithmes de cascade, resumant les logarithmes dominant à tous les ordres sont utilisés dans les simulations MC [32, 33]. La cascade de parton produit successivement des partons d'énergie de plus en plus faible, et doit donc quitter la région de validité de la QCD perturbative. En effet, lorsque deux quarks se séparent, le champ de gluons qui les relie crée un potentiel attractif (tube de charge de couleur), qui a tendance à lier les quarks entre eux, c'est le phénomène de confinement. Aussi, lorsque deux quarks sont séparés, comme c'est le cas dans les collisions d'accélérateurs de particules, à un moment donné, il est énergétiquement plus favorable qu'une nouvelle paire quark-antiquark apparaisse spontanément, plutôt que de laisser le tube d'étendre plus loin. À la suite de cela, lorsque des quarks sont produits dans les accélérateurs de particules, au lieu de voir des quarks dans les détecteurs, on observe de nombreuses particules neutres de couleur (mésons et baryons), regroupées en jets de particules. On parle alors du phénomène d'hadronisation des partons. Cette production de hadrons dans l'état final à partir des partons ne peut être décrite par la version perturbative de la QCD. On a alors recours à des modèles phénoménologiques, comme celui des cordes [34] ou des amas [35] pour paramétrer l'hadronisation dans les simulations Monte Carlo.

## I.2.2 Factorisation

En raison du fait que les hadrons sont des particules composites, comprenant des partons emportant une fraction  $x$  de l'impulsion du hadron, l'état initial de l'interaction partonique n'est pas connue avec précision. Cependant, les interactions d'hadrons dans les collisions  $pp$  et  $\bar{p}p$  peuvent être décrites en séparant les interactions partoniques sous-jacentes en une contribution à courte distance et une à longue distance.

La partie longue distance peut être factorisée dans les fonctions de distribution de partons (PDF)  $f_i(x_i, \mu_F^2)$ , où  $\mu_F^2$  désigne l'échelle de factorisation décrivant la séparation entre les contributions longue distance et courte distance. Une échelle de renormalisation  $\mu_R^2$  est introduite pour tenir compte des corrections d'ordre supérieur, où des termes à divergence ultraviolette peuvent apparaître. Pour le calcul et la simulation des processus de création de particules  $X$ , les deux échelles  $\mu_F^2$  et  $\mu_R^2$  sont généralement choisies de telle sorte que  $\mu_F = \mu_R = Q = m_X$ . La partie courte distance est décrite par la section efficace partonique  $\sigma_{ij}$  pour des partons  $i$  et  $j$ . Cette contribution peut être décrite par la QCD perturbative.

Les PDF représentent la distribution de probabilité d'observer un parton de type  $i$ , à une échelle donnée  $\mu_F^2$ , avec une fraction  $x_i$  de l'impulsion longitudinale du hadron initial. Étant donné que ces probabilités ne peuvent pas être universellement dérivées de QCD, elles doivent être fournies par des études expérimentales de la structure du proton, dont la plupart sont effectuées grâce à des expériences de diffusion profondément inélastique lepton-proton comme H1 [37] et ZEUS [38] auprès du collisionneur électron-proton HERA.

Ainsi une section efficace de production  $\sigma_{pp \rightarrow X}$  d'un état final  $X$  dans des collisions  $pp$  à une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s} = 7$  peut se factoriser entre la partie courte distance, les PDF, et la partie

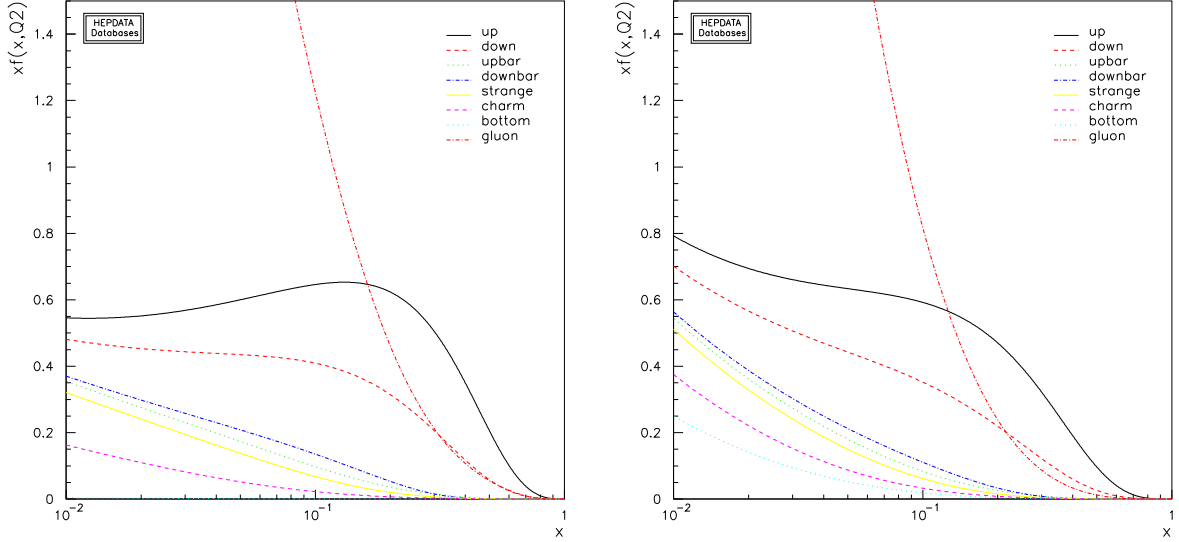


FIG. I.3 – Les fonctions de parton CTEQ10 [36] à différentes échelles d'énergies pour les gluons et différents saveurs de quarks/antiquarks. Les PDF ont été évalués à l'échelle  $\mu_F = 5$  GeV (à gauche) et  $\mu_F = m_{top}$  (à droite).

longue distance, la section efficace partonique :

$$\sigma_{pp \rightarrow X}(\sqrt{s}, \mu_F, \mu_R) = \sum_{i,j} \iint dx_i dx_j f_i(x_i, \mu_F) f_j(x_j, \mu_F) \times \sigma_{ij \rightarrow X}(\hat{s}, \mu_F, \mu_R) \quad (I.7)$$

où  $f_i$  est la distribution du parton  $i$  dans le proton,  $x_i$  et  $x_j$  les fractions d'impulsion des deux partons  $i$  et  $j$ ,  $\mu_R$  est l'échelle de renormalisation,  $\mu_F$  celle de factorisation et où  $\hat{s} = x_1 x_2 s$  est l'énergie dans le centre de masse des partons initiaux au carré.

La probabilité d'un parton  $i$  d'être porteur d'une fraction d'impulsion  $x_i$  diminue de manière significative avec  $x_i$ , comme on peut le voir dans la figure I.3, où deux PDF CTEQ10 [36] sont présentés à titre d'exemple. Les PDF ont été évalués à l'échelle  $\mu_F = 5$  GeV et  $\mu_F = m_{top}$ .

Le minimum d'énergie emportée par les deux partons initiaux nécessaire pour produire une paire de particules  $X$  au seuil de production cinématique (c.-à-d. au repos), est donné par :

$$\sqrt{x_i x_j s} \geq 2m_X \quad (I.8)$$

et, par conséquent, en supposant que les deux partons portant les mêmes fractions d'impulsion,  $x_i \approx x_j \equiv x$  :

$$x \approx \frac{2m_X}{\sqrt{s}}. \quad (I.9)$$

Cela correspond, pour  $m_X = 100$  GeV, à une valeur typique de  $x \approx 0,03$  au LHC pour une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Comme le montre la figure I.3, les PDF de gluons dominent nettement sur tous les autres partons dans la gamme correspondante en  $x$ . Par conséquent, la production de particules massives au LHC est souvent dominé par la fusion de gluons.

La figure I.4 montre la section efficace pour des processus typiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour des collisions proton-proton et proton-antiproton. La section efficace totale est dominée par la production de jets et le taux de production de nouvelles particules comme le Higgs ou la supersymétrie est environ une dizaine d'ordre de grandeur plus petite.



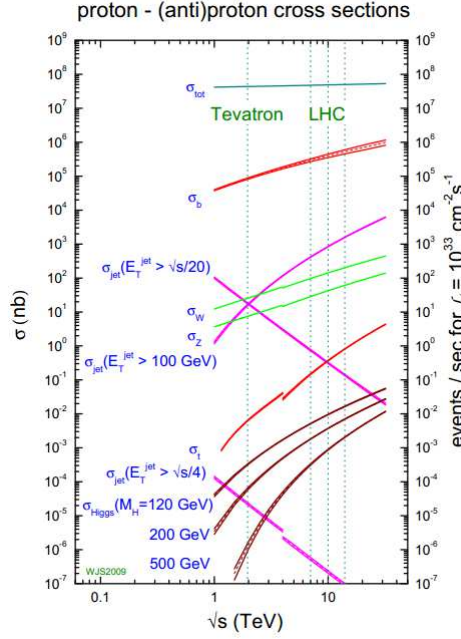


FIG. I.4 – La section efficace de production pour différents processus [39]. Les discontinuités dans les différentes courbes représentent le passage des collisions  $p\bar{p}$  du Tevatron aux collisions  $pp$  du LHC. Pour le LHC, les trois lignes verticales en pointillées représentent différentes énergie de centre de masse, où la ligne la plus à gauche correspond à une énergie de  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

### I.3 Les problèmes du Modèle Standard

Malgré ses succès dans la description de presque toutes les données expérimentales disponibles aujourd’hui, le MS, avec les interactions fortes et électrofaibles et le mécanisme de Higgs, est largement considéré comme une théorie effective valable uniquement aux énergies actuellement accessibles. En plus de ne pas incorporer la force gravitationnelle, le MS possède un grand nombre de paramètres libres et souffre de problèmes majeurs pouvant être résolus par de la nouvelle physique.

**Problème d’unification.** Le MS est basé sur le produit direct de trois symétries de jauge  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  ayant des constantes de couplage différentes et, en ce sens, ne fournit pas une véritable unification des interactions électrofaibles et fortes. Par conséquent, on s’attend à l’existence d’une théorie plus fondamentale appelée Grand Unified Theory (GUT), qui décrit les trois forces à l’intérieur d’un groupe de jauge unique avec seulement une constante de couplage. Toutefois, compte tenu des mesures de haute précision effectuée au LEP et ailleurs [40] et de la teneur en particules du MS, l’évolution des constantes de couplage, donnée par le groupe de renormalisation, est telle que les couplages ne s’unifient pas à l’échelle de GUT [41].

**Matière noire et énergie sombre.** Un autre aspect insatisfaisant du modèle standard est qu’il ne couvre que quelques pour cent de l’énergie et de la matière de l’univers. Les mesures de vitesses des galaxies en utilisant l’effet Doppler [42] et les mesures des courbes de rotation des galaxies [43] ont révélé qu’il doit y avoir beaucoup plus de matière dans les galaxies qu’attendu. Cette matière supplémentaire non lumineuse, mise en évidence par des effet gravitationnels, est appelée matière noire. Aujourd’hui, à partir d’un certain nombre d’observations cosmologiques tels que le rayonnement de fond cosmologique, il est constaté que le univers est quasi plat et environ 21% de son contenu en énergie provient de la matière noire. Seulement environ 5% vient de la matière ordinaire telle qu’elle est décrite par le modèle standard, et le reste, 74% sont attribués à l’énergie sombre [44]. Cette énergie sombre, dont la nature est inconnue,

peut expliquer, par l'intermédiaire de sa pression négative, l'accélération observée de l'expansion de l'univers.

**Le problème de Hiérarchie.** L'un des aspects les plus négatifs du Modèle Standard est connu comme problème de hiérarchie et concerne la masse du boson de Higgs. Alors que les symétries de jauge protègent les masses des fermions et des bosons de jauge du MS, la masse d'un boson scalaire peut recevoir d'importantes contributions quantiques. Dans le MS, le calcul des corrections radiatives à la masse boson de Higgs fait apparaître des divergences quadratiques en l'échelle de coupure  $\Lambda$  au-delà de laquelle la théorie cesse d'être valide et une nouvelle physique doit apparaître. Dans le cas du boson de Higgs, la contribution à  $m_H^2$  d'une boucle fermionique provenant d'un fermion  $f$  avec un couplage de Yukawa  $\lambda_f = \sqrt{2}m_f/v$  est [45, 46] :

$$\Delta M_H^2 = N_f \frac{\lambda_f^2}{8\pi^2} \left[ -\Lambda^2 + 6m_f^2 \log \frac{\Lambda}{m_f} - 2m_f^2 \right] + \mathcal{O}(1/\Lambda^2) \quad (\text{I.10})$$

Cette correction est quadratiquement divergente :  $\Delta M_H^2 \propto \Lambda^2$ . Étant le plus lourd des quarks, le top a une contribution dominante. Si on veut que le MS soit valide jusqu'à l'échelle de Planck ou de grande unification, les corrections quantiques à la masse du Higgs sont énormes. Pour que le boson de Higgs reste relativement léger, de l'ordre de l'échelle de brisure électrofaible,  $v \sim 250$  GeV, les contre-terme à la masse du Higgs doivent être ajustés de manière non naturelle avec une précision de  $\mathcal{O}(10^{-30})$ . Si l'on considère maintenant les contributions de  $N_S$  bosons scalaires  $S$  de masse  $m_S$  avec des couplages trinéaire et quadrinéaire avec le boson de Higgs  $v\lambda_S$  et  $\lambda_S$ , elles s'écrivent :

$$\Delta M_H^2 = \frac{\lambda_S N_S}{16\pi^2} \left[ -\Lambda^2 + 2m_S^2 \log \left( \frac{\Lambda}{m_S} \right) \right] - \frac{\lambda_S^2 N_S}{16\pi^2} v^2 \left[ -1 + 2 \log \left( \frac{\Lambda}{m_S} \right) \right] + \mathcal{O} \left( \frac{1}{\Lambda^2} \right) \quad (\text{I.11})$$

Avec  $\lambda_S = -\lambda_f^2$  et  $N_S = 2N_f$ , les divergences quadratiques ont disparus, laissant place à des divergences logarithmiques qui peuvent être annulées si  $m_S = m_f$ . La supersymétrie - et c'est là un de ses principaux arguments - prédit exactement le bon nombre de scalaires  $N_S = 2N_f$  et leur assigne le bon couplage  $\lambda_S = -\lambda_f^2$ .



## Chapitre II

# Eléments de supersymétrie

Ce qui est raisonnable est réel, et ce qui est réel est raisonnable.

Hegel

### Sommaire

<b>II.1</b>	<b>Construction de modèles supersymétriques</b>	<b>19</b>
<b>II.2</b>	<b>Contraintes expérimentales</b>	<b>22</b>

En 1967 Coleman et Mandula ont montré que pour obtenir une théorie quantique des champs physique, la seule extension du groupe de Poincaré possible était de considérer son produit direct avec un groupe de symétrie interne, i.e., une symétrie qui ne soit pas d'espace-temps [47]. Le théorème de Haag-Lopuszanski-Sohnius démontre que la seule manière de contourner le théorème de Coleman-Mandula est d'introduire un groupe reposant non pas sur un algèbre de Lie mais sur un superalgèbre (contenant des relations de commutation mais aussi d'anticommutation) [48]. C'est sur l'introduction d'un tel superalgèbre que sont basés les modèles supersymétriques [49].

## II.1 Construction de modèles supersymétriques

Une transformation supersymétrique change un état bosonique en état fermionique et vice versa [50, 51, 52]. Le générateur  $Q$  de cette transformation doit être un spineur de Weyl anticommuntant à deux composantes afin que [53] :

$$Q|\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle, \quad Q|\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle. \quad (\text{II.1})$$

L'extension du théorème de Coleman-Mandula par Haag-Lopuszanski-Sohnius limite les formes de ces symétries pour une théories quantiques des champs avec interactions. Les règles de commutation et d'anticommutaion de  $Q$  (l'algèbre de supersymétrie) font alors apparaître le quadrimoments générateur des translations d'espace-temps - la supersymétrie est une symétrie d'espace-temps. Notons que le spin étant une propriété de nature géométrique, puisqu'il décrit le comportement des particules sous le groupe des rotations, il n'est pas étonnant de voir apparaître dans l'algèbre de supersymétrie les opérateurs des symétrie d'espace-temps. Il est possible d'inclure plusieurs, disons  $n$ , copies distinctes des générateurs. On parle alors de modèles supersymétriques  $N = n$ . La majorité des modèles sont développés dans le cadre  $N = 1$ , nous verrons un exemple de modèle  $N = 2$  dans la suite. Les champs fermioniques et bosoniques reliés par une transformation supersymétrique sont appelés superpartenaires et forment un supermultiplet.

Les particules apparaissent comme des éléments d'une représentation irréductible (un supermultiplet) de ce groupe de transformation supersymétriques. Les supermultiplets contiennent des bosons et

Noms	spin 1/2	spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
gluino, gluon	$\tilde{g}$	$g$	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
winos, W bosons	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, B boson	$\tilde{B}^0$	$B^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

TAB. II.1 – Supermultiplets de jauge du MSSM [53].

Noms	spin 0	spin 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
squarks, quarks	$(\tilde{u}_L \tilde{d}_L)$	$(u_L d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
( $\times 3$ familles)	$\tilde{u}_R^*$ $\tilde{d}_R^*$	$u_R^\dagger$ $d_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$ $(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
sleptons, leptons	$(\tilde{\nu} \tilde{e}_L)$	$(\nu e_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
( $\times 3$ families)	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs, higgsinos	$(H_u^+ H_u^0)$ $(H_d^0 H_d^-)$	$(\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_u^0)$ $(\tilde{H}_d^0 \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$ $(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

TAB. II.2 – Supermultiplets chiraux du MSSM [53].

des fermions reliés entre eux par l'action de  $Q$ . Comme  $Q$  commute avec le générateur des translations, dont les états propres sont les états de masse, les particules superpartenaires doivent avoir la même masse. Il en va de même pour les nombres quantiques puisque les générateurs des symétries internes doivent commuter avec les générateurs des symétries d'espace-temps. Par conséquent les particules d'un supermultiplet doivent aussi être dans la même représentation des groupes de jauge, et doivent donc avoir les mêmes charges électriques, d'isospin faible, et de couleur. Une autre conséquence directe de l'algèbre de supersymétrie est que chaque supermultiplet doit avoir un nombre égal de degrés de liberté bosoniques et fermioniques.

En partant du modèle standard on construit dans le cadre de la supersymétrie son extension minimale le MSSM (Minimal Supersymmetric extension to the Standard Model). Les nouvelles particules introduites sont appelées de manière générique sparticules. Les partenaires des quarks sont appelés squarks, ceux des leptons, sleptons et ceux des bosons de jauge, jauginos. Pour prévenir le MSSM d'anomalie de jauge et pour pouvoir générer une masse aux quarks de type-u et de type-d, on est amené à introduire deux doublets  $SU(2)_L$  de bosons de Higgs dont les partenaires supersymétriques sont appelés higgsinos. Les fermions droits et gauches ayant des nombres quantiques différents, ils doivent être placés dans des supermultiplets différents. Les fermions droits et gauches sont associés à des champs scalaires complexes - les squarks sont associés aux quarks et les sleptons aux leptons. Par exemple, à un top quark droit est associé un stop droit. Notons que les qualificatifs droit et gauche associés aux sfermions ne font pas référence à leur hélicité (ils sont de spin 0) mais à celle de leur superpartenaire. Les états propres de l'interaction faible, les higgsinos neutres ( $\tilde{H}_u^0$  et  $\tilde{H}_d^0$ ) et les gauginos neutres ( $\tilde{B}$  et  $\tilde{W}^0$ ), sont mélangés pour donner quatre états propres de masse, les neutralinos  $N^{1\dots 4}$ . De même, les higgsinos chargés ( $\tilde{H}_u^+$  et  $\tilde{H}_d^+$ ) et les winos ( $\tilde{W}^+$  et  $\tilde{W}^-$ ) sont mélangés pour donner 2 états propres de masse avec une charge  $\pm 1$  appelés charginos ( $\tilde{C}_{1,2}^\pm$ ). Les différentes particules du MSSM sont exposées dans les tables II.1 et II.2.

Revenons maintenant au problème de hiérarchie qui était une de nos motivations pour créer une symétrie entre fermions et bosons. Puisqu'à chaque fermion du MS est associé deux champs scalaires (par exemple, les squarks droits et gauches sont associés au quark top), la supersymétrie entraîne que  $N_s = 2N_f$  et les divergences quadratiques à la masse du boson de Higgs des équations I.10 et I.11 s'annulent. Notons que pour cela il faut l'égalité entre les constantes de couplage  $\lambda_s = -\lambda_f^2$ . Cette égalité

est toujours vérifiée pour une théorie supersymétrique non brisée. C'est aussi le cas dans les théories présentant une brisure "douce" de la supersymétrie. La somme des corrections radiatives devient alors :

$$\Delta M_H^2 = \frac{\lambda_f^2 N_f}{4\pi^2} \left[ (m_f^2 - m_S^2) \log\left(\frac{\Lambda}{m_S}\right) + 3m_f^2 \log\left(\frac{m_S}{m_f}\right) \right] + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\Lambda^2}\right), \quad (\text{II.2})$$

et les divergences quadratiques ont disparus, laissant place à des divergences logarithmiques qui peuvent être annulées si  $m_S = m_f$ . Si la supersymétrie n'était pas brisée à l'échelle des expériences actuelles on aurait du détecter les particules supersymétriques. Ainsi la supersymétrie est nécessairement brisée par un mécanisme encore inconnu. La divergence logarithmique est non nulle lorsque la supersymétrie est brisée. Pour que le modèle ne souffre pas d'ajustements trop fins de ses paramètres, la différence de masse doit rester assez petite, de l'ordre du TeV. Sinon le problème de naturalité resurgit et oblige un réglage fin des paramètres dans le secteur du Higgs. Cette échelle du TeV est précisément celle sondée au LHC et c'est un argument majeur pour la recherche de la supersymétrie au LHC.

Pour empêcher la violation des nombres leptonique et baryonique dans le MSSM, ce qui entraînerait la désintégration rapide du proton, on introduit une nouvelle symétrie la R-parité [54]. C'est un nombre quantique multiplicatif défini pour chaque particule par :  $R = (-1)^{3(B-L)+2s}$  (où B et L sont les nombres baryonique et leptonique et s le spin). Les particules du MS et les bosons de Higgs ont une R-parité égale à +1, leurs partenaires supersymétriques ont une R-parité égale à -1. Cette nouvelle symétrie a d'importantes conséquences phénoménologiques :

- les sparticules sont produites en nombre pair dans les accélérateur de particules.
- la particule la plus légère avec une R-parité égale à -1 est stable. Elle est appelée LSP (lightest supersymmetric particle).
- une particule se désintègre en un état contenant un nombre impair de LSP.

Si la LSP est neutre et qu'elle interagit faiblement, elle constitue un candidat pour la matière noire nécessaire au modèle standard cosmologique [55]. Comme le neutrino, sa signature est alors un défaut dans le bilan énergétique : l'énergie manquante. La conservation de la R-parité implique la présence d'au moins une LSP dans toutes les chaînes de désintégration des sparticules. L'énergie manquante induite par les LSP, tout en étant un atout pour la discrimination par rapport aux bruits de fonds du MS, dégrade la résolution expérimentale sur la masse des sparticules. Ainsi les sparticules ne peuvent pas être reconstruites comme des résonances. Ce n'est pas le cas dans des théories supersymétriques avec violation de la R-parité [56]. Par exemple, [57] présente la recherche de résonances électron-muon, un état final dans lequel peut se désintégrer un sneutrino tau violant la R-parité.

Enfin les sparticules modifient l'évolution des constantes de couplage. Les équations du groupe de renormalisation entraînent l'unification des constantes de couplage à une échelle d'énergie de  $10^{16}$  GeV [58], ce qui approche le modèle de la masse de Planck, où les effets de la gravitation doivent devenir importants.

Résumons les caractéristiques du MSSM :

- Le groupe jauge utilisé est le même que celui du MS afin de former les supermultiplets vecteurs.
- Les supermultiplets de matière sont formés à partir des 3 familles de quarks et de leptons (sans neutrinos droits).
- Une brisure douce de la supersymétrie.
- La conservation de la R-parité.

Le MSSM possède 124 paramètres libres. Ce nombre important de paramètres peut rendre l'analyse phénoménologique du modèle délicate. De plus il peut mener à d'importants problèmes phénoménologiques comme des changements de saveur par courant neutre (FCNC) et une violation CP supérieures aux limites expérimentales. Dans les théories de physique au-delà du modèle standard et en particulier celles avec des particules légères portant des nombres quantiques de saveur du MS, il a été généralement constaté que la violation de la saveur doit être extrêmement supprimée, en particulier dans les deux plus légères générations [59]. Par exemple, des mesures de précision dans les oscillations  $K^0 - \bar{K}^0$  ont per-

Obs	Mes	Ref	Tool
$B_r(B \rightarrow \tau \nu)$	$(1.41 \pm 0.43)10^{-5}$	Babar 2008	SuperIso
$B_r(B \rightarrow X_s \gamma)$	$3.55 \pm 0.24)10^{-4}$	HFAG 2006	SuSpect
$\Delta_{0-}$	$0.0375 \pm 0.0289$	PDG 2008	SuperIso
$\delta a_\mu$	$(3.02 \pm 0.88)10^{-9}$	TEWG	Suspect
$M_W$	$80.399 \pm 0.025$ GeV	TEWG	Suspect
$\Omega_{DM}h^2$	$0.104 \pm 0.009$	WMAP	Micromegas

TAB. II.3 – Observable, mesure, collaboration et code externe utilisé par SFitter pour le calcul de l’observable. Dans l’ordre deux rapport de branchement de la physique du quark b, l’asymétrie d’Isospin dans le secteur du méson K, le moment magnétique anormal du muon, la masse du boson W et la densité relique de matière noire.

mis de poser une limite sur la différence de masse des squarks des deux premières familles. Ainsi, les changements de saveur dans le MSSM motivent des scénarios de brisure de la supersymétrie supprimant les changements de saveur, dits aveugles à la saveur. Une alternative à ces brisures aveugles à la saveur est proposée par des modèles supersymétriques avec jauginos de Dirac comme le MRSSM [60] ou le modèle hybride  $N = 1/N = 2$  [61]. C’est dans ces modèles que les gluons scalaires apparaissent.

On définit le MSSM phénoménologique (pMSSM) pour réduire le nombre de paramètres à 19. Pour cela on impose trois conditions au MSSM. La première est de ne pas introduire de nouvelles sources de violation CP. La seconde est d’interdire les FCNC. La dernière est l’universalité des deux premières familles. Avec son nombre réduit de paramètres, le pMSSM peut être prédictif et sa phénoménologie testée au LHC.

Le modèle mSUGRA (minimal supergravity model) fixe des conditions sur les paramètres du MSSM à l’échelle d’unification des constantes de couplage. Il apparaît lorsque l’on rend les transformations super symétriques locales. La brisure de la supersymétrie s’effectue alors dans un secteur caché n’interagissant avec le secteur visible que par l’interaction gravitationnelle. Le nombre de paramètres est alors de cinq. Le paramètre  $m_0$  est la masse universelle des particules scalaires.  $m_{1/2}$  est le paramètre d’unification des masses des jauginos.  $A^0$  est le couplage trilineaire universel.  $\tan\beta$  et  $\text{sgn}(\mu)$  sont les paramètres du secteur du Higgs. La phénoménologie de mSUGRA est viable aux énergies du LHC. Le petit nombre de paramètres de mSUGRA rend l’analyse de son espace de phase plus facile à mettre en place.

## II.2 Contraintes expérimentales

Certains observables du MS ont été mesurés avec une précision suffisante pour être sensibles aux corrections quantiques et ainsi au contenu en particule du modèle [62]. C’est le cas des masses du boson W et du quark top, mesurées au TeVatron, sensibles à la masse du boson de Higgs mais aussi aux possibles particules supersymétriques. Le moment magnétique anormal du muon est aussi sensible aux corrections quantiques et l’écart entre les mesures et la prédiction du MS peut favoriser certaines configurations du MSSM. De mêmes les mesures de précision de la physique du quark b permettent de contraindre certains paramètres du MSSM. Enfin la contrainte sur la densité relique de matière noire, donc de  $\chi_1^0$  dans le MSSM est très forte si l’on suppose que le  $\chi_1^0$  constitue l’ensemble de la matière noire. Mettant ensemble les différentes mesures présentées dans la table II.3 il est possible de contraindre l’espace des paramètres des modèles supersymétriques en procédant à un ajustement des paramètres minimisant la différence entre les mesures et les prédictions du modèle. Cet ajustement nécessite de pouvoir calculer les différents observables en fonction des paramètres ce qui demande l’utilisation d’un outil spécialisé comme SFitter.

L’objet de SFitter [63] est la détermination des paramètres supersymétriques à partir de diverses mesures. SFitter utilise différents codes externes, comme SuSpect [64] ou SuperIso [65] pour le calcul

Parameter	Value
$m_0$	110
$m_{1/2}$	341
$\tan\beta$	15.4
$A_0$	700
$\text{sign}(\mu)$	+

TAB. II.4 – Résultat de l’ajustement des paramètres

Particule	Masse (Gev)
$\tilde{g}$	770
$\tilde{q}$	570
$\tilde{\chi}_1^0$	130
$h_0$	110

TAB. II.5 – Spectre prédit par l’ajustement des paramètres pour les gluinos les squarks les neutralinos et bosons de Higgs les plus légers.

des observables à partir des paramètres. Ensuite différentes techniques de minimisation sont utilisés pour étudier l’espace des paramètres en prenant en compte les erreurs théoriques, expérimentales et leurs corrélations. Un travail accompli pendant la thèse a été l’intégration, facilitée par les formats LHA et sLHA, de SuperIso dans le code de SFitter. SuperIso permet, en outre, le calcul de l’asymétrie d’Isospin dans le secteur du méson K.

Avec les observables de la table II.3 et en utilisant SFitter il est possible de contraindre le MSSM ou mSUGRA. Le calcul de l’asymétrie d’Isospin a nécessité l’ajout de SuperIso dans le code de SFitter. Cet observable permet de contraindre le paramètre  $\tan\beta$  et la masse des gauginos. Dans le cas de mSUGRA l’espace des paramètres est suffisamment petit et contraint pour qu’un algorithme de gradient comme MINUIT suffise à déterminer le minimum. Le résultat de l’ajustement des paramètres est montré en table II.4. Les erreurs obtenues par l’ajustement n’étant pas pertinentes les erreurs sur les paramètres ne sont pas indiquées. Les valeurs centrales coïncident avec celles déterminées dans [66] et elles correspondent à des particules supersymétriques relativement légères comme indiqué en table II.5.

Certaines mesures indirectes peuvent donc indiquer une supersymétrie dont l’échelle d’énergie est accessible au LHC. Par exemple, dans [66] les auteurs intègrent d’autres observables et un traitement correct des erreurs et obtiennent une masse du gluino inférieure  $\sim 1,5$  TeV. Le problème de naturalité de la masse du boson de Higgs, partiellement résolu dans le MSSM pour des particules supersymétriques avec une masse de inférieure à quelques TeV, est une motivation supplémentaire pour une supersymétrie accessible au LHC.

La production de particules supersymétriques est l’objet d’intenses recherches menées principalement au LEP au TeVatron et maintenant au LHC. A masses égales, ce sont les particules chargées de couleur, les squarks et les gluinos, qui sont les plus accessibles au LHC. La région préférée par l’ajustement des paramètres (table II.4) est exclue par les récentes limites obtenues par ATLAS [67, 68, 69] indiquées dans le plan  $m_0, m_{1/2}$  sur la figure II.1. Ces limites correspondent approximativement à exclure dans le cadre de mSUGRA des masses de squarks de l’ordre de 1,4 TeV et des masses du gluino de  $\sim 800$  GeV. Malgré ces limites qui ”poussent” sans arrêt la masse des sparticules, le MSSM reste un candidat à la résolution du problème de hiérarchie du MS. Si la découverte de particules supersymétriques arrive dans les prochaines années, relier le signal observé à un modèle supersymétrique et



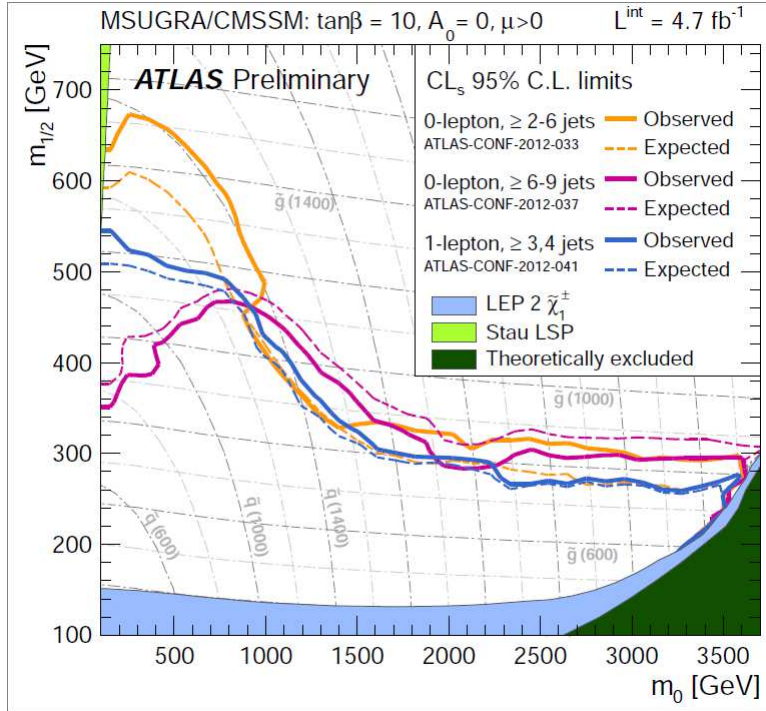


FIG. II.1 – Limites d'exclusion des différentes expériences dans le plan  $m_0, m_{1/2}$  de mSUGRA [67, 68, 69]

déterminer les paramètres du modèle à partir des données sera une tâche ardue. C'est dans cette optique que SFitter a été développé.

Ainsi, la supersymétrie est la prochaine étape logique après les théories de jauge. En supersymétrie, un degré de liberté fermionique est associé à chaque degré de liberté bosoniques et vice-versa. La complétion Ultra-violette du modèle standard conduit à des corrections quantiques sur la masse du boson de Higgs de l'ordre de l'échelle d'énergie de la nouvelle physique, plus grand que le boson de Higgs elle-même. Tandis que dans la supersymétrie ces corrections importantes s'annulent. La supersymétrie peut donc résoudre le problème de hiérarchie dans un cadre naturel. Dans le modèle standard, les constantes de couplage des interactions forte, faible et électromagnétiques, extrapolés par les équations du groupe de renormalisation, ne s'unifient pas une échelle donnée. La supersymétrie modifie ce comportement et permet d'unifier les constantes à l'échelle de grande unification (à environ  $10^{16}$  GeV). En outre la supersymétrie est attrayante car elle offre un candidat pour la matière noire. La suppression des changements de saveur, délicate dans le MSSM, est une des motivations pour la création de nouveaux modèles comme le MRSSM (minimal  $R$ -symmetric supersymmetric standard model) ou le modèle hybride  $N = 1/N = 2$ . L'apparition de scalaires octets de couleur dans ces modèles est décrite dans la suite et la recherche de telles particules fait l'objet de la dernière partie de la thèse.

## Chapitre III

# Deux modèles de référence pour les scalaires octets de couleur

Nous ne connaissons a priori des choses que ce que nous y mettons nous-mêmes.

Kant

### Sommaire

<b>III.1 Sgluons dans les modèles supersymétriques avec gauginos de Dirac</b> . . . . .	<b>25</b>
<b>III.2 Hyper-pions dans les théories de jauge avec confinement à la QCD</b> . . . . .	<b>27</b>
<b>III.3 Production de paires d'octets scalaires</b> . . . . .	<b>29</b>

Dans cette partie, on considère deux modèles de référence pour la production de scalaires octets de couleur et singlets électrofaible. Le premier modèle repose sur les partenaires scalaires du gluino (appelé sgluons) tels qu'ils apparaissent dans les versions étendues du MSSM, tels que le MRSSM (minimal  $R$ -symmetric supersymmetric standard model) [60] ou le modèle hybride  $N = 1/N = 2$  de [9] (avec  $N = 2$  mis en oeuvre uniquement dans le secteur des jaugino). Comme second modèle on considère un scénario de confinement à la QCD prédisant, en plus de notre candidat scalaire, une autre résonance vecteur adjointe de couleur, appelée hyper-rho ou coloron, qui se désintègre essentiellement en une paire d'hyper-pions. Dans ce qui suit, les hypothèses des deux modèles sont définis brièvement et différentes prédictions pour le taux de la production par paire des deux candidats octets scalaires, l'hyper-pion et le sgluon, sont exposées comme dans [70].

### III.1 Sgluons dans les modèles supersymétriques avec gauginos de Dirac

Les modèles supersymétriques avec jauginos de Dirac fournissent une solution attrayante au problème de saveur du MSSM [60]. Ce résultat est obtenu grâce à une suppression additionnelle du processus de violation de la saveur. Considérant un gluino Dirac, afin de rendre compte de ses quatre degrés de liberté fermioniques, outre les deux degrés de liberté des gluons, deux degrés de liberté bosoniques additionnels doivent être ajoutés dans une théorie supersymétrique viable. Ce scalaire complexe adjoint de couleur, connu sous le nom de sgluon, a des réalisations explicites dans le cadre du MRSSM [8] ou dans un modèle hybride de SUSY  $N = 1/N = 2$  [9].

#### Le modèle hybride $N = 1/N = 2$

Dans le modèle hybride de supersymétrie  $N = 1/N = 2$ , les gluinos et neutralinos de Dirac sont introduits en étendant la supersymétrie  $N = 1$  du MSSM à  $N = 2$  dans le secteur de jauge. Ce modèle est introduit

dans [61] où la phénoménologie de jauginos de Dirac est comparée à celle de jauginos de Majorana. Dans [71], la supersymétrie est aussi étendue à  $N = 2$  dans le secteur du Higgs et la phénoménologie des neutralinos de Dirac ainsi que des bosons scalaires électrofaibles est étudiée. L'extension du secteur de l'interaction forte est détaillée dans [9] où apparaissent des scalaires adjoints de couleur ; les sgluons. Ces scalaires ont une R-parité positive, comme les particules du MS, et peuvent se désintégrer en une paire de particules du MS (ou en une paire de particules supersymétriques).

### Le MRSSM

Dans le MRSSM, une symétrie continue  $U(1)_R$  est imposée, étendant le concept de R-parité [60]. La symétrie interdit des termes de masses de type Majorana pour les jauginos, mais permet des jauginos de Dirac [8]. Dans cette théorie toutes les particules du MS porte une R-charge nulle comme les champs scalaires associés aux jauginos, ces derniers peuvent donc se désintégrer en deux particules du MS [71]. Comme dans le modèle hybride  $N = 1/N = 2$ , les sgluons viennent compléter le supermultiplet des gluons et gluinos.

Le sgluon a un couplage de jauge aux gluons et le taux de production de paires de sgluons est donné par QCD. Ainsi les deux modèles supersymétriques prédisent la même section efficace de production de paires de sgluons. La production résonante unique de sgluon dépend quant à elle du modèle considéré. Mais les considérations suivantes s'applique dans les deux cas. Le sgluon interagit avec les quarks seulement au niveau d'une boucle avec un couplage proportionnel à la masse des quarks. L'interaction sgluon-gluon-gluon se produit également au niveau d'une boucle seulement et est obtenue par le couplage avec des squarks. Les vertex sgluon-gluon-gluon et sgluon-quark-quark sont indiqués dans la figure III.1 En conséquence la production résonante unique de sgluon est fortement supprimé et le meilleur laboratoire pour découvrir le sgluon est via le processus de production par paire.

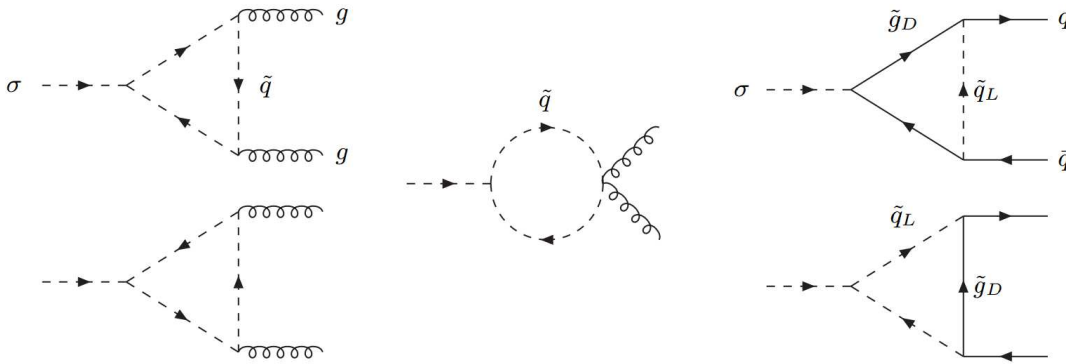


FIG. III.1 – (À gauche) Les vertex effectifs sgluon-gluon-gluon via les boucles de squarks, responsable de la désintégration du sgluon en deux gluons [9]. (À droite) Les vertex effectifs sgluon-quark-quark via des squarks et gluinos.

Dans les deux modèles, le sgluon se désintègre préférentiellement en une paire de squarks ou de gluinos si cela est possible cinématiquement, c.-à-d. si  $M_{\text{sgluon}} > 2 \times M_{\text{squark,gluino}}$ . Le couplage du sgluon à deux gluinos est le couplage supersymétrique du couplage avec le gluon, tandis que le couplage avec les squarks provient des termes  $D$  du lagrangien supersymétrique et est proportionnelle à la masse du gluino de Dirac [8]. Ces modes de désintégration [9] produisent des états finals spectaculaires avec quatre squarks ou quatre gluinos auxquels les analyses classiques de recherche de supersymétrie au LHC sont sensibles. Il n'est par contre pas évident de distinguer expérimentalement, via ces recherches, une théorie supersymétrique avec ou sans sgluons car la production cumulée de squarks et gluinos est nettement plus grande que celle des sgluons et devient un bruit de fond important.

Quand le canal de désintégration en squarks gluinos est fermé cinématiquement, le sgluon se désintègre

en une paire de gluons ou de quarks via les diagrammes de la figure III.1. Cet aspect diffère dans les deux modèles. Alors que dans le modèle hybride  $N = 1/N = 2$  seule la désintégration  $\sigma \rightarrow q\bar{q}$  est permise, celle  $\sigma \rightarrow q\bar{q}'$  est aussi possible dans le MRSSM.

Dans l'étude du MRSSM de [8], deux états séparés du sgluon ont été pris en considération. L'étude porte sur la désintégration spectaculaire du sgluon en un quark top ou anti-top accompagné d'un quark léger, menant à un signature multijet avec deux quarks top de même charge. C'est le canal de désintégration dominant pour des masses du sgluon inférieures à la masse du quark top. La désintégration en  $t\bar{t}$  est étudiée dans [9], cependant, les auteurs considèrent un état dégénéré des champs sgluoniques. Ce cas de figure est aussi étudié dans [72] dans le cadre du MRSSM avec des résultats similaires à ceux de [9].

Dans les deux scénarios, le MRSSM et le modèle hybride  $N = 1/N = 2$ , le sgluon a un important rapport de branchement en gluons qui domine en dessous du seuil du quark top. C'est cette partie de la phénoménologie sgluon qui est étudiée ici. Pour être précis, deux états dégénérés de sgluon sont considérés comme dans ref [9]. Le rapport de branchement du sgluon en deux gluons est fixé à l'unité, de telle manière à simplifier le modèle supersymétrique sous-jacent tout en capturant une grande partie de sa phénoménologie.

## III.2 Hyper-pions dans les théories de jauge avec confinement à la QCD

L'approche des théories de jauge à la QCD (vectorlike confinement) à l'échelle du TeV, d'abord proposée dans [73] et, plus tard généralisé dans [74, 75], fournit un ansatz attrayant pour la physique au-delà du MS. En supposant une extension minimale du MS par des champs de matière et en utilisant un mécanisme fondamental déjà réalisé dans la nature, à savoir une forte force de confinement, une phénoménologie très riche peut être obtenue à partir de ces théories décrites par des paramètres assez peu nombreux. Le point de départ est une extension minime du MS par de nouveaux fermions dans les représentations de type vecteur des groupes de jauge du SM. Ces nouveaux fermions, ayant une charge forte et/ou électrofaible, ressentent une nouvelle force forte de jauge appelée Hypercolor (HC) qui confine à l'échelle du TeV, tout comme QCD confine à l'échelle  $\mathcal{O}(100\text{MeV})$ . Les nouveaux hyperhadrons émergeant peuvent être produits au LHC, se signalant au travers de leurs désintégrations via l'Hypercolor ou les interactions du SM. La phénoménologie des modèles avec confinement à la QCD au LHC sera dominée par la production des scalaires les plus légers : les pseudo-bosons de Nambu-Goldstone, c'est à dire les hyper-pions  $\tilde{\pi}$  et par la production des vecteurs les plus légers : l'équivalent du méson  $\rho$  de QCD, l'hyper-rho  $\tilde{\rho}$ .

Les modèles minimaux de confinement à la QCD ayant été étudiés avant dans les références [73, 11, 76, 77] sont brièvement illustrés ici. Nous considérons trois nouveaux fermions de masse nulle avec une charge forte et d'Hypercolor seulement. Le groupe de jauge d'Hypercolor est fixée à  $SU(3)_{\text{HC}}$  et les fermions sont pris dans la "représentation bi-fondamentale" du produit des groupes  $SU(3)_{\text{r}m\text{C}} \otimes SU(3)_{\text{HC}}$ . Les états les plus légers se trouvant sous l'échelle de confinement de l'Hypercolor  $\Lambda_{\text{HC}} \sim \text{TeV}$  sont les adjoints de couleur pseudo-bosons de Nambu-Goldstone (hyper-pions  $\tilde{\pi}$ ) et l'octet hyper-rho ou coloron  $\tilde{\rho}$ . Pour cette version inspirée de la chromodynamique quantique le rapport de masse est approximée par

$$\frac{m_{\tilde{\pi}}}{m_{\tilde{\rho}}} \simeq 0.3, \quad (\text{III.1})$$

avec  $m_{\tilde{\rho}} \sim \Lambda_{\text{HC}}$ . Le lagrangien effectif décrivant la dynamique et les interactions de l'hyper-pion et de l'hyper-rho est donné par [11] :

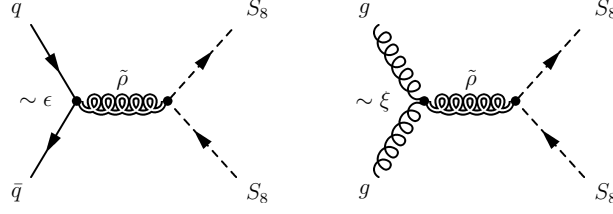


FIG. III.2 – Diagrammes de Feynman pour la production résonante du coloron se désintègrent dans une paire d’hyper-pions. Comme  $\xi = 0$  dans le réalisation du modèle, la contribution de la fusion gluon-gluon disparaît.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{HC}} = & -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}\tilde{\rho}_{\mu\nu}^a \tilde{\rho}^{a\mu\nu} + \frac{m_{\tilde{\rho}}^2}{2}\tilde{\rho}_{\mu}^a \tilde{\rho}^{a\mu} + \bar{q}i\gamma^{\mu} (\partial_{\mu} + ig_3 (G_{\mu} + \varepsilon\tilde{\rho}_{\mu})) q \\
& + \frac{1}{2}(D_{\mu}\tilde{\pi})^a (D^{\mu}\tilde{\pi})^a - \frac{m_{\tilde{\pi}}^2}{2}\tilde{\pi}^a \tilde{\pi}^a - g_{\tilde{\rho}\tilde{\pi}\tilde{\pi}} f^{abc} \tilde{\rho}_{\mu}^a \tilde{\pi}^b \partial^{\mu}\tilde{\pi}^c - \frac{3g_3^2}{16\pi^2 f_{\tilde{\pi}}}\text{Tr}[\tilde{\pi}G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}] \\
& + \xi \frac{2i\alpha_s\sqrt{3}}{m_{\tilde{\rho}}^2}\text{Tr}(\tilde{\rho}_{\nu}^{\mu} [G_{\sigma}^{\nu}, G_{\mu}^{\sigma}]) + i\chi g_3 \text{Tr}(G_{\mu\nu} [\tilde{\rho}^{\mu}, \tilde{\rho}^{\nu}]) . \tag{III.2}
\end{aligned}$$

La première ligne contient les termes cinétiques du SM et de l’hyper-rho et le couplage de l’hyper-rho aux quarks induit par le mélange cinétique des champs du gluon et du coloron. La seconde ligne résume les termes cinétiques et de masses pour l’hyper-pion et les vertex efficaces qui décrivent la désintégration  $\tilde{\rho} \rightarrow \tilde{\pi}\tilde{\pi}$  et  $\tilde{\pi} \rightarrow gg$ . Les termes utilisés dans la troisième ligne représentent les éléments de matrice de la théorie sous-jacente qui ne peuvent pas être extraits de l’analogie avec QCD [11]. Le paramètre  $\xi$  est un nombre indéterminé d’ordre un. Nous utilisons l’hypothèse la plus prudente de  $\xi = 0$  puisque des valeurs non nulles augmentent le taux de production par paire de l’Hyper-pion [11], grâce à une contribution supplémentaire du coloron par le processus de fusion de gluons, cf. Figure III.2. Le terme proportionnel à  $\chi$  n’est pas pertinent pour cette analyse, car il ne contribue qu’à la production par paire du coloron [11].

Tous les autres paramètres du modèle sont fixés par l’analogie avec le spectre de QCD et les couplages correspondant du lagrangien de la QCD chirale de basse énergie [73]. Le paramètre de mélange  $\varepsilon$  est déterminé à  $\varepsilon \simeq 0,2$  et les couplage du coloron à l’hyper-pion est donné par  $g_{\tilde{\rho}\tilde{\pi}\tilde{\pi}} \simeq 6$ . La constante de désintégration de l’hyper-pion est déterminée par :

$$\frac{f_{\tilde{\pi}}}{\Lambda_{\text{HC}}} \simeq \frac{f_{\pi}}{\Lambda_{\text{QCD}}} , \tag{III.3}$$

En conséquence, l’hyper-pion se désintègre rapidement en deux gluons. La largeur du coloron est importante,

$$\frac{\Gamma_{\tilde{\rho}}}{m_{\tilde{\rho}}} \approx 0.19 . \tag{III.4}$$

Son mode de désintégration dominant n’est cependant pas en dijets mais plutôt en une paire d’hyper-pions, déterminé par

$$\frac{\Gamma_{\tilde{\rho} \rightarrow q\bar{q}}}{\Gamma_{\tilde{\rho} \rightarrow \tilde{\pi}\tilde{\pi}}} \sim \frac{\varepsilon}{g_{\tilde{\rho}\tilde{\pi}\tilde{\pi}}} . \tag{III.5}$$

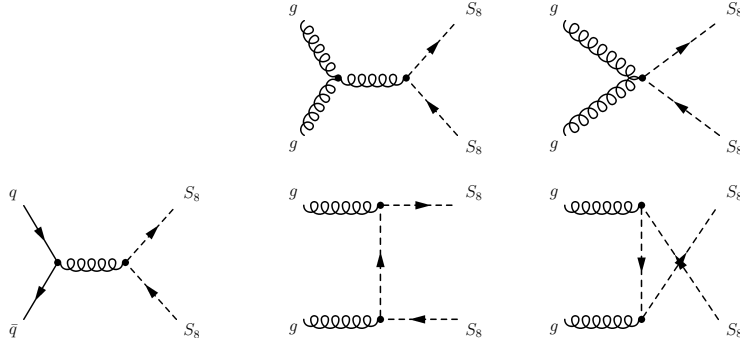


FIG. III.3 – Diagrammes de Feynman pour la production de paires d’octets scalaires depuis un état initial  $q\bar{q}$  ou  $gg$ .

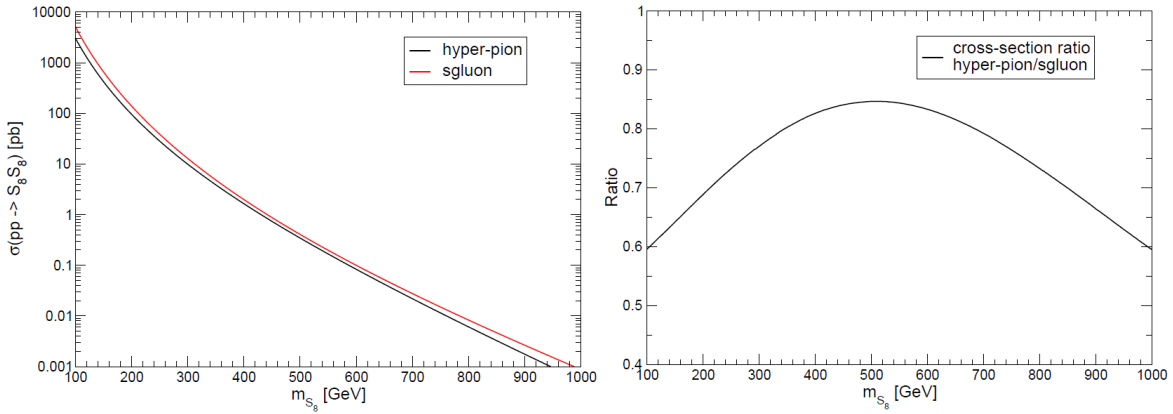


FIG. III.4 – (À gauche) Sections efficaces totales au LHC 7 TeV pour la production d’une paire d’octets scalaires. (À droite) Le rapport des sections efficaces de l’hyper-pion et du sgluon en fonction de la masse du scalaire.

### III.3 Production de paires d’octets scalaires

Les diagrammes de Feynman pour la production de paires d’hyper-pions et de sgluons à partir des états initiaux  $q\bar{q}$  et  $gg$  sont représentés sur la figure III.3. Le taux de production des sgluons par QCD excède d’un facteur deux celui des hyper-pions, conséquence de la dégénérescence des deux champs sgluoniques. En effet, le sgluon est un champ scalaire complexe alors que l’hyperpion est un champ scalaire réel. Toutefois, l’exact taux de production de l’hyper-pion est déterminé par la contribution additionnelle du coloron dans la voie- $s$  (figure III.2). Dans la figure III.4 (gauche) nous comparons les sections efficaces, au LHC 7 TeV, pour la production de paires d’hyper-pions et de sgluons en fonction de la masse du scalaire. Le rapport des deux sections efficaces est illustré à la figure III.4 (à droite) en fonction de la masse. Pour les masses scalaires faibles le rapport est presque de 0,6 comme prévu pour un scalaire réel par rapport à un champ scalaire complexe. A plus haute masse, le rapport approche 0,83 lorsque que la contribution du coloron dans la voie- $s$  devient plus important avant de retomber à 0,6 à 1 TeV.

Les deux modèles décrits ci-dessus servent de réalisations concrètes de nouveaux scalaires adjoint de couleur. Comme mentionné précédemment ces particules apparaissent dans de nombreuses extensions du modèle standard. La production de paires de singlets électrofaibles se désintégrant en quarks lourds a par exemple été considéré dans les références de [78, 79, 80], les désintégrations rares ont été étudiés dans la réf de [81] et des analyses phénoménologiques de scalaires adjoint de l’interaction électrofaible peuvent être trouvées dans refs [82, 83, 84].

Le rapport des sections efficaces pour la production d’une paire d’hyper-pions et de sgluons est donné dans le table III.1. Le calcul a été effectué à l’ordre dominant (LO) avec les PDF CTEQ6L1 [85].

M/GeV		M/GeV		M/GeV		M/GeV	
100	0.6	330	0.79	560	0.84	790	0.74
110	0.6	340	0.8	570	0.84	800	0.73
120	0.61	350	0.8	580	0.84	810	0.73
130	0.62	360	0.81	590	0.84	820	0.72
140	0.63	370	0.81	600	0.83	830	0.71
150	0.64	380	0.82	610	0.83	840	0.71
160	0.65	390	0.82	620	0.83	850	0.7
170	0.66	400	0.83	630	0.82	860	0.69
180	0.67	410	0.83	640	0.82	870	0.69
190	0.68	420	0.83	650	0.82	880	0.68
200	0.69	430	0.84	660	0.81	890	0.67
210	0.7	440	0.84	670	0.81	900	0.66
220	0.71	450	0.84	680	0.8	910	0.66
230	0.72	460	0.84	690	0.8	920	0.65
240	0.72	470	0.84	700	0.79	930	0.64
250	0.73	480	0.84	710	0.79	940	0.64
260	0.74	490	0.85	720	0.78	950	0.63
270	0.75	500	0.85	730	0.78	960	0.62
280	0.76	510	0.85	740	0.77	970	0.62
290	0.76	520	0.85	750	0.76	980	0.61
300	0.77	530	0.85	760	0.76	990	0.6
310	0.78	540	0.85	770	0.75	1000	0.6
320	0.78	550	0.84	780	0.75		

TAB. III.1 – Sections efficaces de production de paires d’hyper-pions divisée par celle de paires de sgluons.

Alors que seule une prédiction LO était disponible pour l’analyse des données de 2010, un calcul next-to-leading-order (NLO) a été effectué par les auteurs de [86] en 2012 et est utilisé pour l’analyse des données 2011. Les résultats obtenus en 2010 ont aussi été réinterprétés en utilisant le calcul next-to-leading-order. La section efficace au LHC 7 TeV est indiquée sur la figure III.5 grâce aux nombres fournis par les auteurs de [86]. La section efficace NLO est environ 1,6 fois plus élevée que celle LO obtenue précédemment. La ligne en pointillé bleu indique la prédiction de la section efficace de production de paires d’hyperpions, obtenue par mise à l’échelle de la section efficace des sgluons selon la table III.1. Comme ces ratios ont été calculés à l’ordre dominant, cette ligne ne doit être considérée comme une indication approximative de la section efficace.

Le calcul NLO utilise les PDFs CTEQ6L1 et la section est de 1,1 nb à 150 GeV, elle diminue à 8,2 pb à 350 GeV. Les variations des échelles de renormalisation et de factorisation autour  $\mu_0$  (fixé à  $M_{sgluon}$  dans [86]) :  $\mu_0/2 < \mu_{r,f} < 2\mu_0$  conduit à une incertitude de 30 % [86] sur la section efficace.

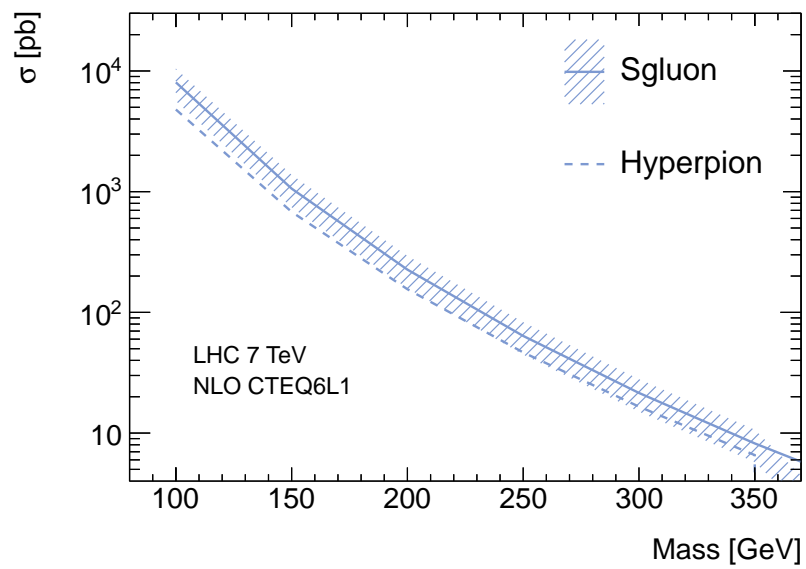


FIG. III.5 – Sections efficaces de production NLO [86] de paires de sgluons et d’Hyperpions au LHC 7 TeV, calculée avec les PDFs CTEQ6L1.





## Chapitre IV

# Le détecteur ATLAS auprès du LHC

### Sommaire

---

<b>IV.1 Le LHC</b> . . . . .	<b>33</b>
IV.1.1 Le run 2010 . . . . .	35
IV.1.2 Le run 2011 . . . . .	35
<b>IV.2 ATLAS</b> . . . . .	<b>37</b>
IV.2.1 Le système de coordonnées d'ATLAS . . . . .	38
IV.2.2 Le système magnétique . . . . .	39
IV.2.3 Le détecteur interne de traces . . . . .	39
IV.2.3.a Le détecteur à pixels . . . . .	39
IV.2.3.b Le trajectographe à micro-pistes de silicium . . . . .	40
IV.2.3.c Le trajectographe à rayonnement de transition . . . . .	41
IV.2.4 Les calorimètres . . . . .	41
IV.2.4.a Le calorimètre électromagnétique . . . . .	41
IV.2.4.b Le calorimètre hadronique . . . . .	42
IV.2.5 Le spectromètre à muons . . . . .	44
IV.2.6 Le système de déclenchement . . . . .	45
IV.2.7 L'informatique et le modèle de calcul d'ATLAS . . . . .	46

---

L'expérience ATLAS est une collaboration internationale regroupant plus de 3000 physiciens et ingénieurs dont environ 1000 étudiants, provenant de 174 laboratoires de 38 pays. Cette expérience est installée auprès du collisionneur de protons LHC. La conception et la construction du détecteur ATLAS fut réalisée à partir de la fin des années 1980 jusqu'au milieu des années 2000. Dans ce chapitre sont décrites les caractéristiques principales du LHC. Puis, une description simplifiée du détecteur ATLAS est donnée.

### IV.1 Le LHC

Le Large Hadron Collider (LHC) [87] est situé au Centre européen pour la recherche nucléaire (CERN), près de Genève, en Suisse, et est l'accélérateur de particules le plus avancé technologiquement à ce jour. Il a été conçu pour accélérer et un collisionner des protons ainsi que des ions lourds. Sa construction a commencé en 1999 et l'exploitation pour la physique a commencé en Novembre 2009 avec les premières collisions proton-proton. Le collisionneur a été construit dans l'ancien anneau du Grand collisionneur électron-positon (LEP), construit à 100 mètres sous le niveau du sol et d'une circonférence de 27 kilomètres, faisant usage, en partie, de l'infrastructure existante de l'anneau du LEP ainsi que deux cavernes existantes pour les expériences. Une vue schématique de l'anneau de l'accélérateur est montré dans la figure IV.1.

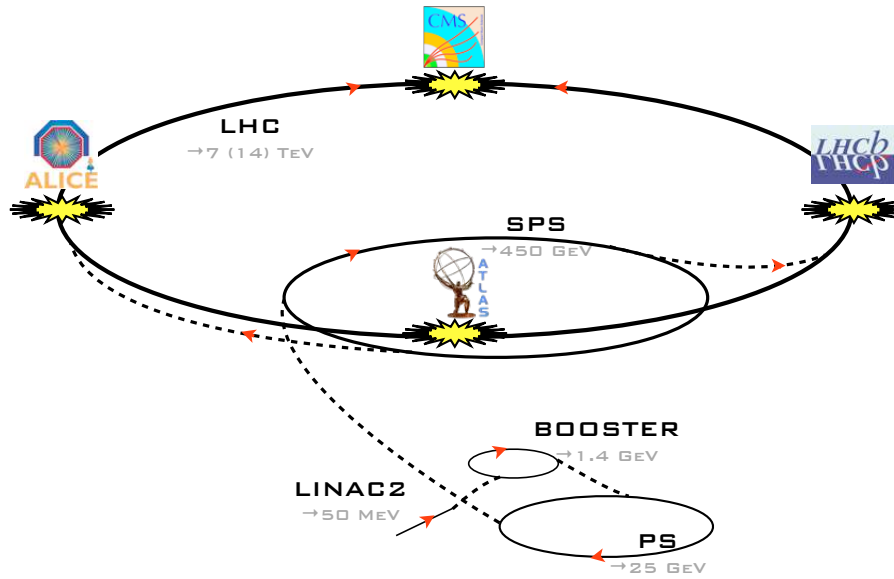


FIG. IV.1 – Le complexe d’accélérateurs du LHC. Les protons sont d’abord accélérés dans le LINAC 2, puis dans le booster, puis dans le PS, puis dans le SPS et enfin dans le LHC.

Des protons provenant de l’ionisation d’atomes d’hydrogène sont accélérés à 50 MeV dans un accélérateur linéaire (Linac 2) avant de monter à 1.4 GeV dans un premier synchrotron à protons (le BOOSTER). Ils sont ensuite injectés dans un autre synchrotron à protons (le PS), les protons vont obtenir une énergie totale de 25 GeV. Enfin, ils entrent dans le super synchrotron à protons (le SPS), dans laquelle ils acquièrent une énergie de 450 GeV, qui est l’énergie nominale d’injection dans le LHC.

En 2010 et 2011 les paquets de protons sont injectés dans les lignes de faisceau autour du LHC et sont accélérés par un système de cavités radio fréquence à une énergie de 3,5 TeV, correspondant à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 7 TeV ( $\sqrt{s} = 7$  TeV). Cela représente environ 3,5 fois plus que les énergies réalisées au TeVatron, le collisionneur proton-antiproton construit près de Chicago. En 2012, l’énergie des protons a été augmenté à 4 TeV, correspondant à  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Il est prévu, en fin d’exploitation, d’atteindre l’énergie nominale de  $\sqrt{s} = 14$  TeV.

Une autre caractéristique importante du LHC est sa luminosité, qui sera jusqu’à environ 1000 fois plus grande que celle des collisionneurs hadroniques l’ayant précédé. Le nombre d’occurrences d’un processus physique donné par unité de temps lors de collisions peut se décomposer sous la forme suivante :

$$N = \mathcal{L} \sigma \quad (\text{IV.1})$$

où le terme  $\sigma$  est la section efficace du processus et caractérise l’interaction donnant lieu à ce processus physique tandis que le terme  $\mathcal{L}$  est la luminosité de la machine et dépend uniquement des caractéristiques des faisceaux entrant en collision. On parle de luminosité intégrée sur une période donnée pour désigner la grandeur  $L = \int \mathcal{L} dt$  et par opposition de luminosité instantanée  $\mathcal{L}$ . La section efficace des processus physiques que l’on cherche à mettre en évidence au LHC peuvent être très faible, c’est pourquoi une luminosité très élevée est requise pour découvrir de nouveaux processus.

La luminosité peut être mesurée de différentes manières. On peut, par exemple, mesurer le taux de production d’un processus dont on connaît la section efficace pour en déduire la luminosité. Les mesures de luminosité utilisées dans ATLAS en 2010-2011 ont été obtenues à partir des paramètres du faisceau [88]. En approximant les faisceaux par une suite de paquets gaussiens, la luminosité s’écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r N_1 N_2}{2\pi \Sigma_x \Sigma_y} \quad (\text{IV.2})$$

avec  $n_b$  le nombre de paquets par faisceau,  $f_r$  la fréquence de révolution des paquets dans le LHC,  $N_1$  et  $N_2$  le nombre de protons dans un paquet et où  $\Sigma_x$  et  $\Sigma_y$  caractérisent la dispersion horizontale et verticale des faisceaux. La taille des faisceaux est mesurée grâce à la méthode dite de Van der Meer et la précision obtenue pour la luminosité est estimée à 3.9% pour les études présentée ici. Le LHC est conçu pour atteindre une luminosité instantanée de  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Cela sera réalisé grâce à un nombre de paquets de protons de 2808, d'un nombre de protons par paquets de l'ordre de  $10^{11}$  et une séparation temporelle de 25 ns, soit un espacement de 7.5 m entre les paquets.

les quatre grandes expériences du LHC sont représentés sur la Figure IV.1. ATLAS, CMS, ALICE et LHCb sont situés aux quatre points d'interaction des deux faisceaux. ATLAS et CMS ont été conçus pour couvrir une grande variété de physique en collisions proton-proton. LHCb est un détecteur optimisé pour l'étude de la physique du quark b et Alice a été conçu pour la physique des ions lourds. Deux autres expériences plus réduites sont conçues pour mesurer les particules émises à haute pseudo-rapacité dans les collisions et ainsi mesurer le section efficace totale proton-proton et la luminosité absolue. TOTEM est située à  $\sim 150$  mètres du point de collision de CMS et LHCf à  $\sim 150$  mètres du point de collision d'ATLAS.

### IV.1.1 Le run 2010

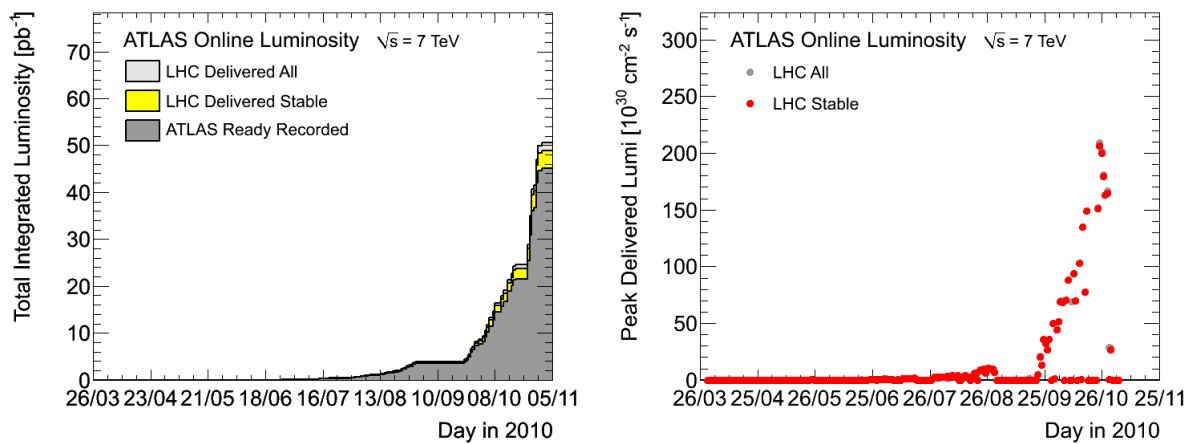


FIG. IV.2 – Luminosité intégrée (gauche) et maximum de luminosité instantanée (droite) fournie par le LHC et collectée par ATLAS en 2010 en fonction du temps pour les collisions proton-proton.

Les premières collisions à  $\sqrt{s} = 7$  TeV ont eu lieu le 20 mars 2010. La luminosité instantanée délivrée par le LHC pour les collisions proton-proton crût de façon presque exponentielle au cours de l'année 2010, passant de  $\mathcal{L} = 10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  à  $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Le nombre de paquet par faisceau ayant été progressivement augmenté pour obtenir un espacement entre paquet de 150 ns. La figure IV.2 montre la luminosité intégrée fournie par le LHC et collectée par ATLAS en 2010 en fonction du temps. Les données enregistrées par ATLAS au cours de l'année 2010 correspondent à une luminosité intégrée de 45 pb<sup>-1</sup>.

### IV.1.2 Le run 2011

En 2011, le LHC a également produit des collisions à  $\sqrt{s} = 7$  TeV, la luminosité instantanée atteignant  $\mathcal{L} = 3,65 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Le nombre de paquets par faisceaux a atteint 1331 avec un espacement entre les paquets de 50 ns. La figure IV.3 montre la luminosité intégrée fournie par le LHC et collectée par ATLAS en 2011 en fonction du temps. Les données enregistrées par ATLAS au cours de l'année 2011 correspondent à une luminosité intégrée de 5.25 fb<sup>-1</sup> soit  $\sim 100$  fois plus que les données accumulées en 2010.

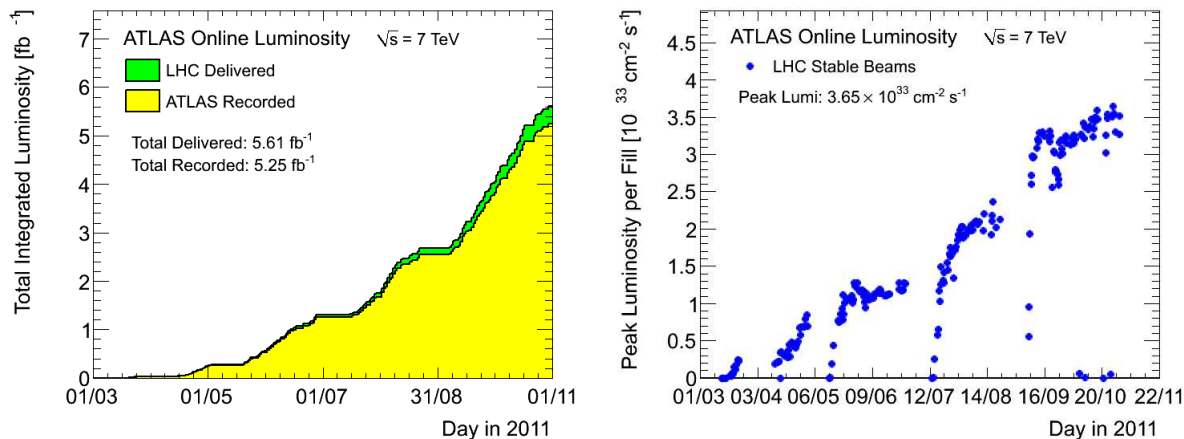


FIG. IV.3 – Luminosité intégrée (gauche) et maximum de luminosité instantanée (droite) fournie par le LHC et collectée par ATLAS en 2011 en fonction du temps pour les collisions proton-proton.

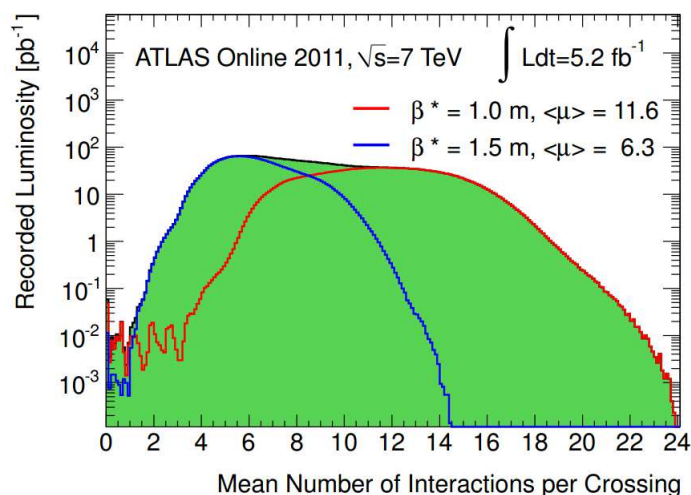


FIG. IV.4 – La distribution de du nombre moyen d'interactions par croisement de paquet  $\langle \mu \rangle$  dans les événements de l'année 2011.

L'augmentation de la luminosité instantanée produit une augmentation du nombre moyen d'interactions par croisement de paquet  $\langle \mu \rangle$ . La distribution de  $\langle \mu \rangle$  dans les événements de l'année 2011 est indiquée sur la figure IV.4. Deux périodes sont mises en évidence sur la figure, correspondant à l'arrêt technique de septembre au cours duquel  $\beta^*$ , la valeur de la fonction  $\beta$  au point de collision, est passé de 1.5 m à 1.0 m. Après ce arrêt technique,  $\langle \mu \rangle$  a presque doublé, passant de 6.3 à 11.6, alors qu'en 2010 il était inférieur à 2. Cette augmentation du nombre moyen d'interactions par croisement de paquet a pour conséquence de dégrader légèrement les performances du détecteur pour la reconstruction des particules produites dans les collisions.

## IV.2 ATLAS

Le détecteur ATLAS est conçu pour la recherche du boson de Higgs, de la supersymétrie, des dimensions supplémentaires ou des particules qui pourraient constituer la matière noire. Il mesure 44 m de longueur, 25 m de hauteur et 25 m de largeur, avec un poids total d'environ 7 000 tonnes. A titre de comparaison, CMS, le deuxième expérience polyvalente du LHC, pèse environ 12 500 tonnes tout en mesurant 21 m de long, 15 m de large et 15 m de haut. ATLAS dispose d'une structure en "pelure d'oignon" indiquée dans la figure IV.5, qui sera discuté en détail dans la section suivante. Afin de remplir ces

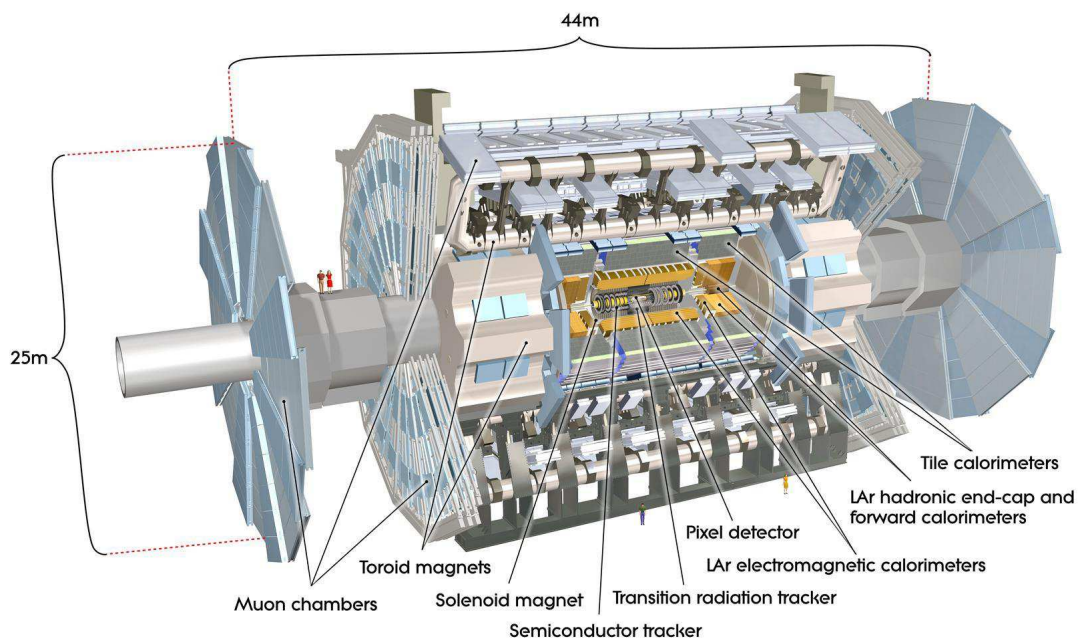


FIG. IV.5 – Vue d'ensemble du détecteur ATLAS et de ses sous-systèmes.

objectifs de recherche, le détecteur doit avoir une réponse rapide, une granularité fine et une électronique résistante aux radiations afin de faire face aux taux importants d'interactions. Il doit offrir une grande couverture en pseudo-rapacité et en azimut et permettre d'identifier les muons, les électrons, les photons, les taus et les jets. Le trajectographe doit assurer une mesure des impulsions des particules chargées avec une bonne résolution ainsi qu'une efficacité permettant de reconstruire les vertex secondaires de désintégration. La calorimétrie doit déterminer avec une grande précision l'énergie et la direction des jets, des électrons et des photons ainsi que l'énergie transverse manquante. Le système de spectromètres à muons doit mesurer l'impulsion et la direction des muons avec une bonne résolution. Enfin, Le système de déclenchement doit permettre de sélectionner des événements d'intérêt tout en réduisant la fréquence d'acquisition.

La conception du détecteur ATLAS suit la structure illustrée dans la figure IV.6, qui montre schématiquement

Sous détecteur	Résolution
Détecteur de traces	$\sigma(p_T)/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$
spectromètre à muons	$\sigma(p_T)/p_T = 10\%$ à $p_T = 1 \text{ TeV}$
calorimètres EM	$\sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$
calorimètres hadroniques	
barrel et end-cap	$\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$
forward	$\sigma(E)/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$

TAB. IV.1 – Les objectifs du détecteur ATLAS en matière d'énergie et de résolution en impulsion des différents sous-détecteurs.  $E$  et  $p_T$  sont données en GeV. Les chiffres sont tirés de [89].

les interactions des différents types de particules avec la matière du détecteur : la couche la plus interne du détecteur est un détecteur de traces, dans lequel la quantité de mouvement des particules peut être mesurée à partir de la courbure de la trace. Les couches suivantes consistent en des calorimètres

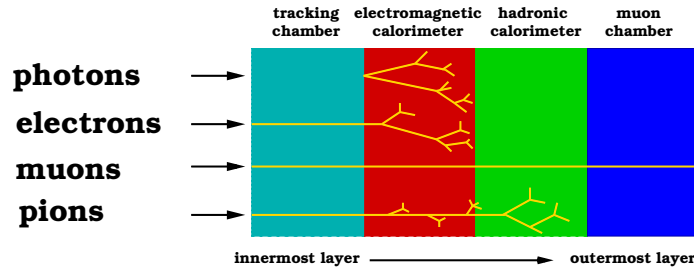


FIG. IV.6 – Vue schématique des interactions entre les différents types de particules dans le détecteur.

électromagnétiques (EM) et hadroniques. Les calorimètres induisent des gerbes électromagnétiques d'électrons et des photons par la production de paires et par bremsstrahlung ainsi que des gerbes hadroniques par divers procédés entre les hadrons et la matière du détecteur. Les gerbes électromagnétiques produites par un électron ou un photon sont généralement contenues dans les calorimètres électromagnétiques alors que les gerbes hadroniques poursuivent leur développement dans les calorimètres hadroniques. Étant donné que presque tous les muons produits au LHC sont des particules au minimum d'ionisantes, ils sont les seules particules chargées électriquement qui peuvent passer les calorimètres et atteindre la couche la plus externe, le spectromètre à muons, chargé de mesurer l'impulsion des muons.

La table IV.1 donne un aperçu des objectifs de performance du détecteur ATLAS qui ont été décrits ci-dessus. Les chiffres sont tirés de [89] et présentés à titre indicatif, les résolutions effectivement obtenues pouvant différer.

## IV.2.1 Le système de coordonnées d'ATLAS

Le centre du détecteur est considéré comme l'origine du système de coordonnées d'ATLAS et les axes du repère sont définis par : l'axe  $x$  est dirigé vers le centre de l'anneau du LHC, l'axe  $z$  est dirigé le long du tube de faisceau, tandis que les  $y$  de l'axe pointent vers le haut. Dans ce contexte, le pseudorapacité peut être introduit en tant que

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}, \quad (\text{IV.3})$$

où  $\theta$  est l'angle polaire par rapport à l'axe  $y$  positif. En outre, le moment transverse  $p_T$  d'une particule dans le détecteur est définie comme le moment perpendiculaire à l'axe  $z$  :

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (\text{IV.4})$$

Enfin, l'angle azimutal  $\phi$  est défini autour de l'axe du faisceau. La distance  $\Delta R$  dans l'espace pseudorapidité-angle azimutal est définie comme  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$

## IV.2.2 Le système magnétique

Le système magnétique d'ATLAS se compose de quatre grands aimants supra-conducteurs [89] : un solénoïde central et trois aimants toroïdaux dans le tonneau et les deux bouchons. Un croquis du système d'aimant est représentée sur la figure IV.7. L'électro-aimant et les tores sont représentés, ainsi que le calorimètre à tuiles. Le solénoïde central, refroidi à 4,5 Kelvin et placé entre le détecteur interne et les calorimètres, produit un champ magnétique axial de 2 T pour le détecteur de traces. Le solénoïde a été conçu pour être particulièrement léger et ainsi réduire au minimum la quantité de matière en avant du calorimètre. Les aimants toroïdaux sont refroidis à 4,6 Kelvin et fournissent un champ magnétique au spectromètre à muons de 0.5 T dans le tonneau et de 1 T dans les bouchons.

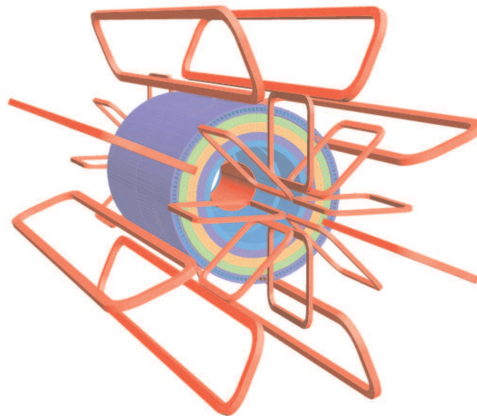


FIG. IV.7 – Esquisse du système d'aimant [89] : le solénoïde central et les trois aimants toroïdaux dans le tonneau et les deux bouchons sont représentés en rouge et le calorimètre à tuiles est aussi représenté.

## IV.2.3 Le détecteur interne de traces

Le premier système détecteur situé dans ATLAS immédiatement après le tube du faisceau est le Détecteur interne (ID) [89]. Une Vue d'ensemble du détecteur interne est présentée dans la figure IV.8. Il s'agit d'un détecteur de traces visant à reconstruire efficacement l'impulsion des particules chargées avec la résolution indiquée dans la table IV.1 ( $\sigma(p_T)/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$ ). Une bonne résolution spatiale est également nécessaire pour reconstituer avec précision les vertex primaires ainsi que secondaires qui surviennent dans les désintégrations des mésons B et donc dans l'étiquetage des jets de b. Elle est contenue dans un cylindre de 3,5 m de hauteur

### IV.2.3.a Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels d'ATLAS est le détecteur le plus proche du faisceau.. Il est constitué de modules de pixel en silicium, répartis en trois couches concentriques dans la partie centrale et en trois disques perpendiculaires pour chaque bouchon (figure IV.9). La couche la plus proche du point de collision se trouve à seulement 5 cm de l'axe du faisceau et est appelée couche-b (b-layer) car elle joue un rôle décisif dans la reconstruction des vertex secondaires produits par les désintégrations des mésons



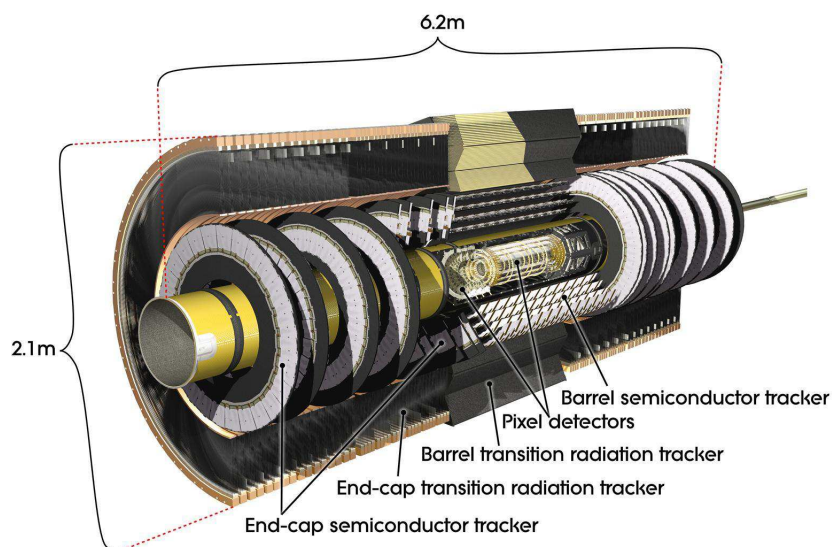


FIG. IV.8 – Vue d'ensemble du détecteur interne [89] : une coupe longitudinale du détecteur interne avec les différents sous-détecteurs.

B. . Chaque module fournit une mesure en deux dimensions du point correspondant au passage d'une particule chargée avec une résolution de  $10\mu m$  dans le plan  $R - \phi$  et de  $115\mu m$  selon  $z$ . Le détecteur pixel fournit en moyenne trois points de mesure pour chaque particule chargée permettant ainsi la reconstruction tridimensionnelle d'une trace dans la zone  $|\eta| < 2.5$ .

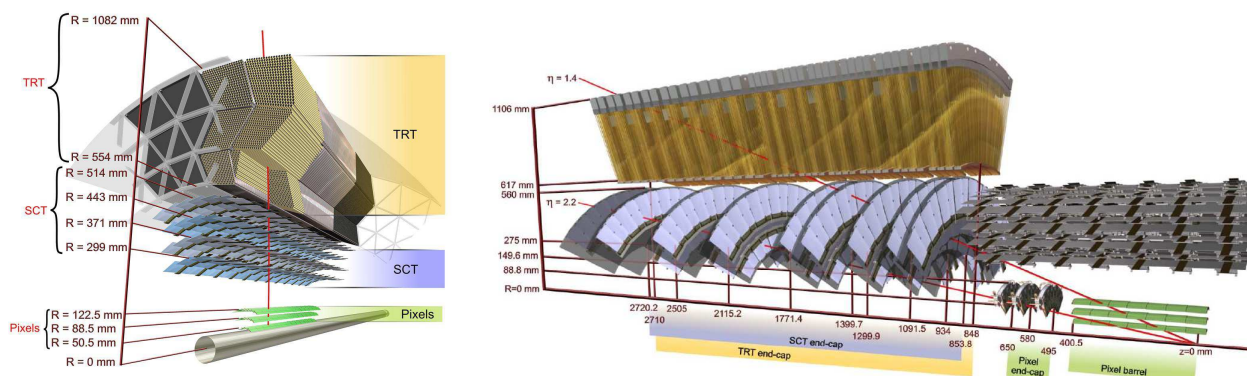


FIG. IV.9 – Coupe transverse des sous-détecteurs du détecteur interne dans la partie tonneau (gauche) et bouchon (droite).

### IV.2.3.b Le trajectographe à micro-pistes de silicium

Le trajectographe à micro-pistes de silicium appelé SCT (Semi-Conducteur Tracker) fournit typiquement 4 points d'impacts par trace. Chaque module de ce détecteur est composé de deux bandes de silicium placées dos-à-dos, fournissant un point d'impact pour les traces le traversant. Le SCT comporte 4 couches de modules disposés en cylindre dans la partie tonneau et deux séries de 9 disques dans la partie bouchon couvrant la zone  $|\eta| < 2.5$ . La résolution attendue est de  $17\mu m$  dans le plan  $R - \phi$  et de  $580\mu m$  selon  $z$ .

### IV.2.3.c Le trajectographe à rayonnement de transition

Le trajectographe à rayonnement de transition appelé TRT (Transition Radiation Tracker) constitue la partie extérieure du détecteur interne d'ATLAS. Il est constitué de tubes à dérive (pailles) mesurant l'ionisation produite par le passage d'une particule chargée dans le tube. Le TRT couvre la région  $|\eta| < 2$  et fournit typiquement 30 points d'impacts par trace avec une précision intrinsèque de  $130 \mu m$  par paille dans le plan  $R - \phi$ . Le TRT n'apporte pas d'information sur la direction en  $z$  mais permet de distinguer les électrons et les pions en mesurant le montant de rayonnement de transition émis par ces particules lors du passage dans le TRT.

### IV.2.4 Les calorimètres

Le calorimètre électromagnétique (EM) d'ATLAS, situé après le solénoïde, permet de mesurer l'énergie et la direction des photons et des électrons dans une grande gamme d'énergie (de quelques dizaines de GeV à 2-3 TeV). Le calorimètre hadronique suit le calorimètre EM et mesure l'énergie et la direction des jets hadroniques provenant de quarks et de gluons. Les deux calorimètres sont séparés en un tonneau couvrant  $|\eta| \lesssim 1.5$  et deux bouchons couvrant la région de  $1.5 \lesssim |\eta| \lesssim 3.5$ . Des calorimètres forward sont utilisés à plus grande  $\eta$ , afin d'assurer une couverture complète jusqu'à  $|\eta| \lesssim 5$ . Les calorimètres sont présentés dans la figure IV.10 ; les calorimètres à argon liquide sont représentés en orange et les calorimètres hadroniques à tuilles en gris/vert.

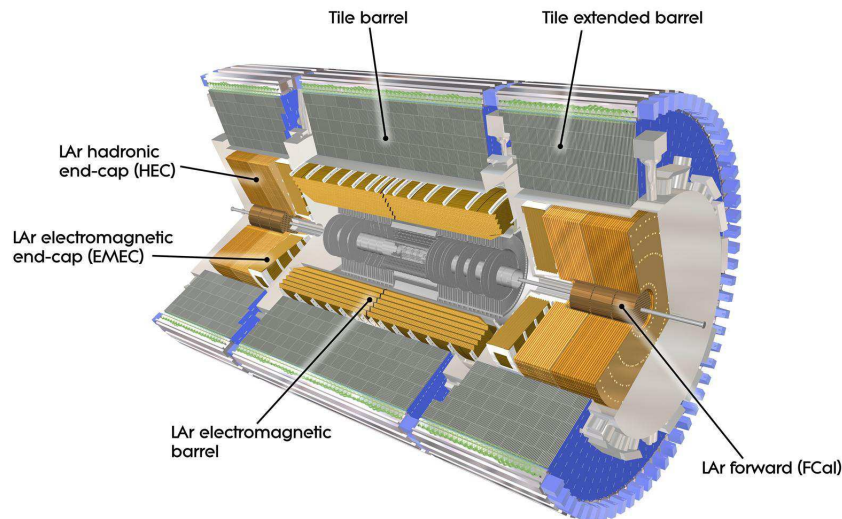


FIG. IV.10 – Vue d'ensemble des calorimètres d'ATLAS [89] ; les calorimètres à argon liquide sont représentés en orange et les calorimètres hadroniques à tuilles en gris/vert.

#### IV.2.4.a Le calorimètre électromagnétique

Les calorimètres électromagnétique tonneau (EMB) et bouchons (EMEC) sont des calorimètres à échantillonnage utilisant l'argon liquide comme milieu actif et du plomb comme milieu passif. Leur géométrie en accordéon fournit une couverture azimutale complète. Ils se composent d'une partie cylindrique qui s'étend jusqu'à  $|\eta| < 1,5$  et de deux bouchons couvrant la région  $1,4 < |\eta| < 3,2$ . Le tonneau et les bouchons présentent trois segmentations en profondeur (couches d'échantillonnage) qui sont présentées dans la figure IV.11. La taille des cellules des trois compartiments est optimisée pour remplir les objectifs du détecteur en terme de performances. La granularité du calorimètre électromagnétique est de l'ordre de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,003 \times 0,1$  dans le premier compartiment afin notamment de pouvoir discriminer les photons des  $\pi^0$ . Le second compartiment est moins finement segmenté dans la direction

$\eta$  mais d'avantage dans la direction  $\phi$  : les cellules ont une taille de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$ . Les électrons et photons déposent la majeure partie de leur énergie dans ce compartiment. Le compartiment arrière a une granularité plus grossière en  $\eta$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,025$ ) et est utilisé pour estimer les pertes dues aux gerbes électromagnétiques non entièrement contenues dans le compartiment précédent. Ces trois compartiments sont complétés par un pré-échantillonneur, installé en amont du calorimètre électromagnétique, dans la région  $|\eta| < 1.5$ , permettant de corriger l'énergie perdue par les électrons et de photons dans la matière située entre le point d'interaction et le calorimètre. La résolution attendue en énergie du calorimètre électromagnétique est de  $\sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$ .

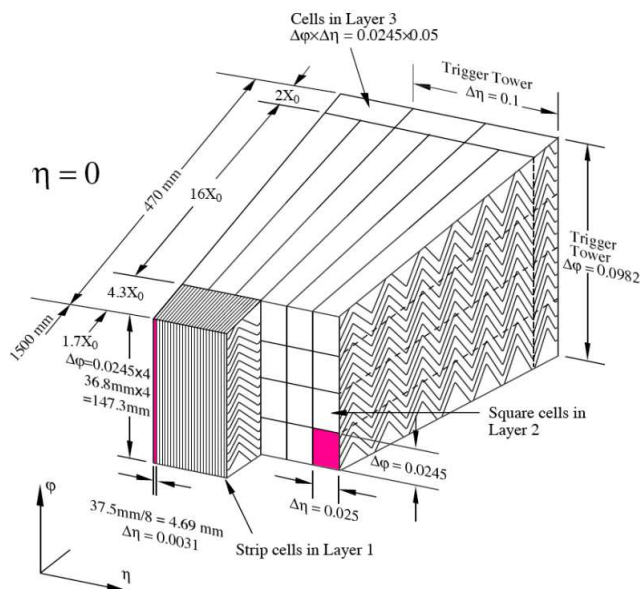


FIG. IV.11 – Schéma d'un module du calorimètre électromagnétique tonneau [89].

#### IV.2.4.b Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est placé juste à l'extérieur du calorimètre EM comme le montre la figure IV.10. Cette section décrit les calorimètres hadroniques d'ATLAS : le calorimètre à tuiles, le calorimètre bouchon à argon liquide (HEC) et le calorimètre à argon liquide avant (FCAL).

**Le calorimètre à tuiles** Le calorimètre à tuiles se compose d'une partie tonneau couvrant la gamme la rapidité  $|\eta| < 1,0$  et deux tonneau étendu qui couvrent la gamme  $0,8 < |\eta| < 1,7$ . Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage avec de l'acier comme milieu absorbeur et des tuiles scintillantes en polystyrène dopé comme milieu actif, ce qui suggère son nom de calorimètre à tuiles. Il a un rayon intérieur  $R_{in} = 2,28m$  et un rayon extérieur  $R_{out} = 4,25m$ . Le tonneau et les tonneaux étendus sont séparés par un espace de 60 cm dans lesquels un petit calorimètre, composé uniquement de tuiles scintillantes, est introduit. Le calorimètre à tuiles est segmenté en trois couches (figure IV.12) avec un granularité de  $0,1 \times 0,1$  en  $\eta \times \phi$  dans les deux premières couches et  $0,1 \times 0,2$  dans la troisième couche (la plus externe).

**Le HEC** Le calorimètre hadronique bouchon (HEC pour hadronic end-cap calorimeter) est un calorimètre à échantillonnage cuivre / argon liquide qui couvre la gamme  $1,5 < \eta < 3,2$  [89]. Le HEC partage chacun des deux cryostats à argon liquide des bouchons avec le EMEC et de le FCAL. Le HEC se compose, dans chaque cryostat bouchon, de deux roues cylindriques avec un rayon intérieur de  $R_{in} \sim 0.4m$  et un rayon extérieur de  $R_{out} = 2m$  comme indiqué sur la figure IV.13. La granularité du HEC est de  $0,1 \times 0,1$  en  $\eta \times \phi$  pour  $\eta < 2,5$  et de  $0,2 \times 0,2$  à plus grand  $\eta$ .

**Le FCAL** Les calorimètres avant (FCALs) sont situés dans le même cryostat que l'EMEC et que le

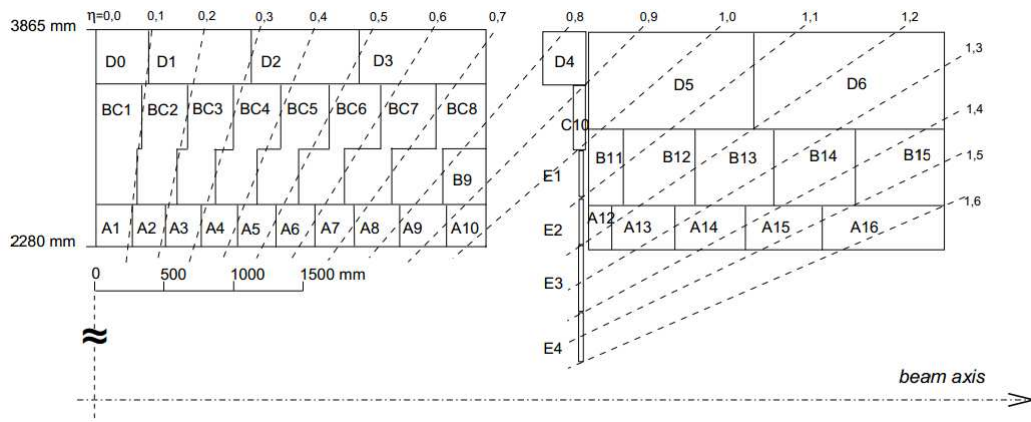


FIG. IV.12 – Segmentation en profondeur et en  $\eta$  des modules des calorimètres à tuiles tonneau (à gauche) et tonneau étendu (à droite). Le bas de l'image correspond au rayon interne du calorimètre. Le calorimètre à tuiles est symétrique par rapport au point d'interaction.

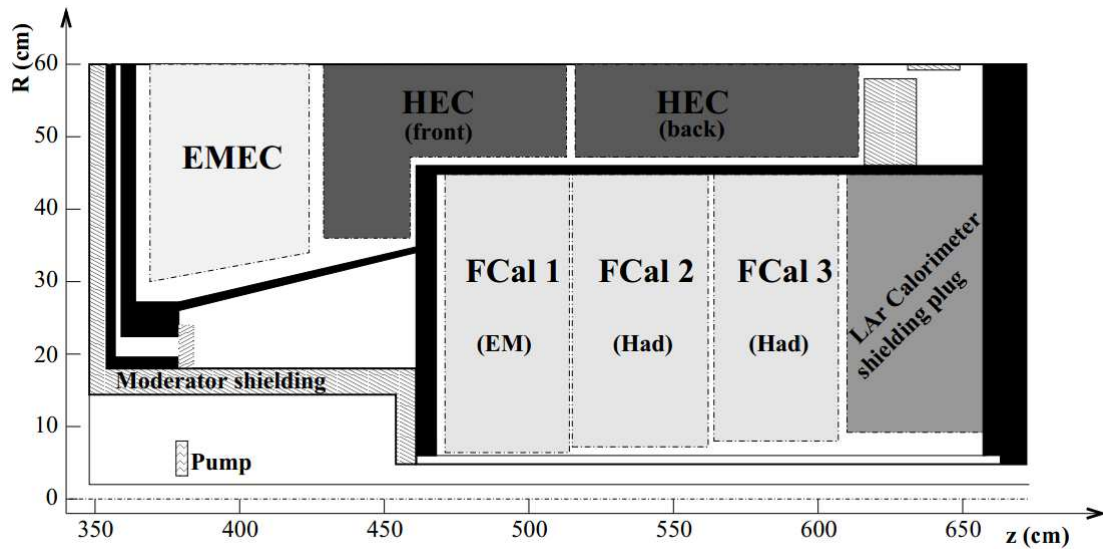


FIG. IV.13 – Schéma montrant les deux modules du HEC et les trois modules du FCAL situés dans le bouchon cryostat. Le schéma a une échelle verticale plus grande pour plus de clarté.

HEC et couvrent une gamme de rapidité  $3,1 < |\eta| < 4.9$ . Ces calorimètres à argon liquide sont composés de trois modules qui diffèrent principalement par leur composant absorbeur. Leur positionnement sont illustrés sur la figure IV.13. La granularité du FCAL est approximativement de  $0,2 \times 0,2$  en  $\eta \times \phi$ .

## IV.2.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons du détecteur ATLAS permet la mesure de la charge et de l'impulsion des particules chargées qui quittent les calorimètres. Il sert également à l'identification des particules comme muons. En effet, toutes particules interagissant électromagnétiquement ou par interaction forte à l'exception du muon, devraient être arrêtés dans les calorimètres, sauf si elles ont des énergies très élevées de telle sorte qu'elles peuvent percer à travers les calorimètres. Le spectromètre à muons utilise des technologies différentes et peut être séparé en deux sous-systèmes : un pour les mesures précision des traces et un autre spécialisé pour fournir des informations au niveau 1 du système de déclenchement avec une grande résolution temporelle. La structure du spectromètre à muons est illustrée dans la figure IV.14

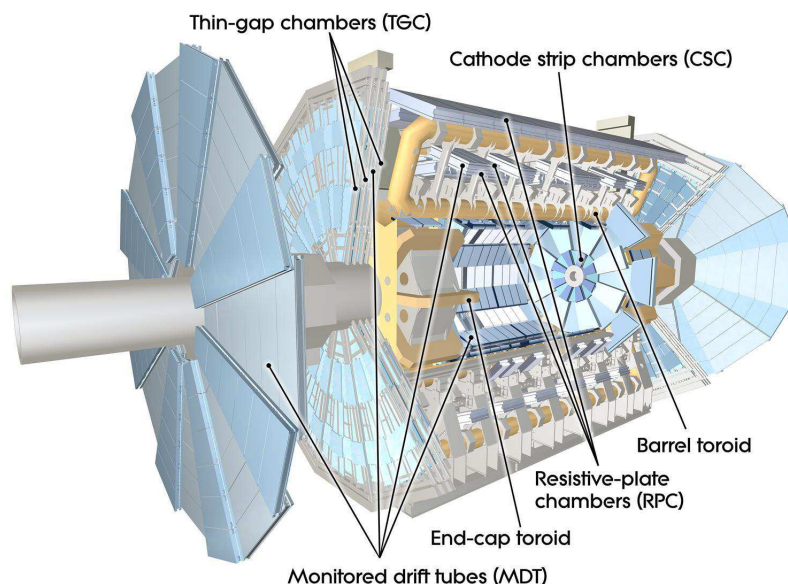


FIG. IV.14 – Schéma des spectromètres à muons d'ATLAS et des aimants toroïdaux représentés en jaune.

Les chambres utilisées pour les mesures de précision sont de deux types. Des tubes à dérive appelés MDT (Monitored Drift Tubes) sont utilisés dans la région  $|\eta| < 2.7$ . Ces tubes en aluminium au centre desquels est situé un fil de tungstène porté à 3 keV sont remplis d'un mélange gazeux à base d'argon. La résolution spatiale attendue est d'environ  $35 \mu m$ . Des chambres proportionnelles multi-fils plus rapides appelées CSC (Cathode Strip Chambers) viennent compléter les MDT dans les régions où un plus grand flux de particules est attendu. Les CSC sont constituées de fils d'anode disposés dans la direction radiale et de cathodes segmentées, baignant dans un mélange gazeux à base d'argon. La résolution spatiale attendue est d'environ  $40 \mu m$ .

Les chambres de déclenchement à muons ont une résolution temporelle de 1,5 à 4 ns et fournissent rapidement au système de déclenchement des informations sur les traces reconstruites dans le spectromètre à muons. Dans le tonneau ( $|\eta| < 1$ ) le déclenchement est réalisé grâce à des chambres à plaques résistives appelées RPC (Resistive Plate Chambers). Dans les bouchons ( $1.05 < |\eta| < 2.4$ ) elles sont remplacées par les TGC (Thin Gap Chambers) permettant une meilleure résistance aux radiations dans cette région à plus grand flux de particules.

## IV.2.6 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement d'un détecteur peut être considéré comme un filtre qui, sur le grand nombre d'événements de collision qui se déroulent dans une expérience, sélectionne ceux qui sont stockés pour traitement et analyse future. La nécessité d'un tel filtre devient évident quand on regarde les exemples suivants : le LHC est conçu pour fournir des collisions proton-proton à une fréquence allant jusqu'à 40 MHz, de sorte que chaque 25 ns une collision de paquets de protons a lieu à tous les points d'interaction. Le débit de sortie, celui auquel les événements de collision peuvent être enregistrés, est principalement limitée par la bande passante du système d'acquisition de données. Pour ATLAS, cette dernière ne représentent que quelques centaines de mégaoctets par seconde. En supposant une taille moyenne de 1,5 Mo, cela donne une débit de sortie autorisé de 200 à 300 Hz, qui peut être porté à 600 Hz pour des périodes limitées temps [90]. Cela signifie que le taux de réduction de l'ordre de  $10^5$  est nécessaire, ce qui implique que la plupart des événements seront rejetés. En fait, ce n'est pas un problème car la plupart des collisions contiennent des processus déjà bien connus et étudiés. Les événements les plus intéressants sont les événements qui contiennent des processus rares. La tâche est donc d'identifier ces événements parmi le grand nombre de collisions qui se produisent chaque seconde. Cela est fait par le système de déclenchement : il utilise un ensemble d'informations suffisamment réduite pour identifier, en temps réel durant prise de données ("online"), les événements les plus intéressants à retenir pour analyse détaillée ("offline"), idéalement en rejetant tous les événements sans intérêt. Le principe de fonctionnement du système de déclenchement d'ATLAS est décrit dans la suite et les différents systèmes de déclenchement utilisés dans les analyses gluons, basés sur les jets, sont décrits dans la partie V.

Le système de déclenchement, schématisé sur le schéma de la figure IV.15, est organisé en trois niveaux L1, L2 et EF qui utilisent des informations de complexité croissante [91]. Le niveau L1 est un système de déclenchement matériel tandis que les niveaux L2 et EF appelés communément HLT (High Level Trigger) sont des systèmes de déclenchement logiciels.

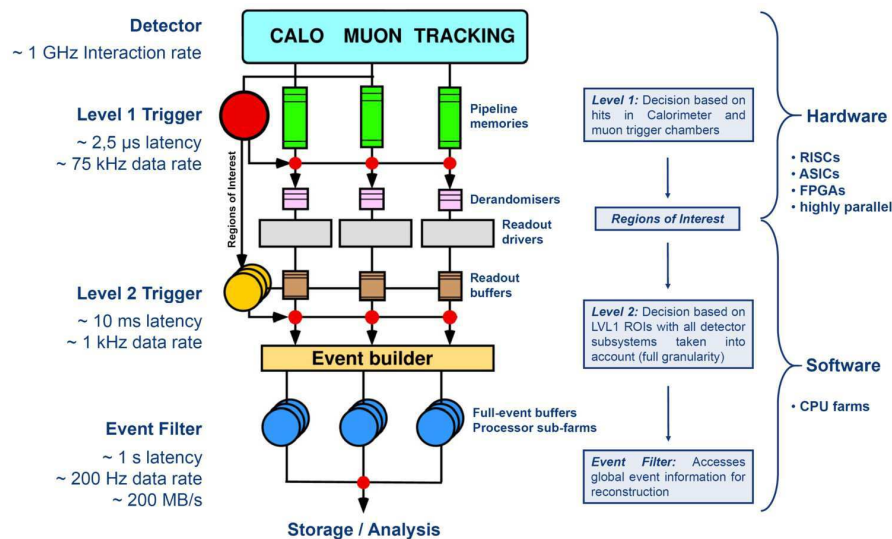


FIG. IV.15 – Schéma de principe du système de déclenchement d'ATLAS.

Le niveau 1 vise à réduire le taux de déclenchement à 100 kHz (qui correspond à une réduction d'un facteur de 400). Il est basé sur les informations des calorimètres et du spectromètre à muons. Les informations relatives à la localisation des dépôts d'énergie sont évaluées en se basant sur une granularité réduite, et lorsque de l'énergie déposée dans une zone est supérieure à un certain seuil, une région d'intérêt ou RoI (Region of Interest) est créée. Le niveau 1 a une latence de 2,5 ms qui permet de garder les informations d'environ 100 croisements tandis que la décision est prise par le HLT de garder ou non l'événement.

Le niveau 2 de déclenchement, soumis le plus souvent à une décision antérieure du niveau 1, utilise

les régions d'intérêt (ROI) définis au niveau 1 et produit une reconstruction simplifiée des électrons, photon, muons taus et jets. Le temps de latence varie entre 1 et 10 ms et la fréquence de sortie est d'environ 2 kHz (qui correspond à un facteur de réduction de 50).

L'Event Filter correspond à la reconstruction complète des événements. Une reconstruction complète en-ligne est opérée à ce stade, en utilisant les mêmes algorithmes de reconstruction et d'identification des objets que pour le traitement hors-ligne des données, conduisant à une fréquence finale d'environ 200 Hz. Cela correspond à un facteur de réduction de 10 (ou  $10^5$  par rapport à la fréquence de croisement initial).

## IV.2.7 L'informatique et le modèle de calcul d'ATLAS

ATHENA [92] est l'environnement logiciel utilisé par la collaboration ATLAS pour la reconstruction des données et pour les simulations MC. Cet environnement est basé sur le logiciel GAUDI [93] et est constitué de bibliothèques logicielles configurées par le logiciel CMT [94]. Les bibliothèques logicielles sont programmées pour l'essentiel grâce au langage C++. Au cours de cette thèse, un package a été écrit en Fortran 77 pour générer la production de paires de gluons dans le générateur MC PYTHIA et a été intégré dans ATHENA via l'interface standard entre PYTHIA et Athena écrite en C++ dans le package ATHENA Pythia.i. Le langage python est utilisé pour configurer le logiciel selon les besoins d'utilisation et le passage des arguments aux différentes instances créées à partir des diverses bibliothèques logicielles. Le système d'exploitation utilisé pour ATHENA est une distribution linux développée au CERN (Scientific Linux).

Les données brutes produites par le détecteur sont écrites sous un format appelé RAW où chaque événement occupe 1.6 Mo d'espace. Le processus de reconstruction a pour objet de transformer ces données brutes en données contenant des objets élaborés, comme des jets. La reconstruction est réalisée en trois grandes étapes. Dans un premier temps des algorithmes sont mis en oeuvre séparément dans chaque sous-détecteur, permettant d'obtenir par exemple des topoclusters dans les calorimètres et des traces dans le trajectographe. Puis, les informations provenant de l'ensemble des sous-détecteurs sont combinées pour réaliser une meilleure estimation des paramètres cinématiques des particules. Le format des données issues de ces deux étapes est appelé ESD (Event Summary Data) ; un événement occupe sous ce format un volume d'environ 1 Mo. La troisième étape crée des objets correspondant aux particules physiques (électrons, photons, muons, jets) mais aussi à l'énergie transverse manquante. Elle permet aussi de réduire la quantité d'informations. Le format des données produites lors de cette dernière étape est appelé AOD (Analysis Object Data). Le volume occupé par un événement au format AOD est de l'ordre de 100 ko. L'analyse finale n'est pas réalisée à partir du format AOD qui nécessite l'utilisation d'ATHENA mais à partir d'un format simplifié appelé D3PD (Derived Physics Data). Les fichiers au format D3PD sont directement lisibles par le logiciel ROOT, largement utilisé par les physiciens pour les analyses de physique. La taille des événements est considérablement réduite en enlevant par exemple les constituants des jets au niveau D3PD, un événement occupe un volume de l'ordre de 10 ko dans ce format. Différents types de D3PD sont produits selon les analyses de physique en incluant uniquement les informations utiles pour ces analyses.

Le projet LHC s'appuie sur une grille de calcul, le projet WLCG (World LHC Computing Grid). Ces ressources de calcul et de stockage de données sont organisées selon une architecture en 4 niveaux appelés Tiers et sont distribuées à travers le monde. Chaque Tier est composé d'un élément de calcul (computing element) et d'un élément de stockage (storage element). Le Tier-0 est localisé au CERN. Il est dédié à la première reconstruction et au stockage des données RAW issues du détecteur ATLAS qui sont ensuite transmises aux différents Tiers-1 à travers le monde. Les éléments de la grille de calcul sont regroupés en nuages correspondant à des zones géographiques. Chacun des 11 nuages possède un Tier-1 pour la reconstruction des événements et le stockage à long terme des données. Les données reconstruites par les Tiers-1 sont transmises aux Tier-2 qui leur sont associés. Les Tier-2 totalisent une puissance de calcul totale sensiblement équivalente à l'ensemble des Tier-1. Ils sont utilisés pour la simulation et pour l'analyse de données. Enfin, les Tier-3 sont des sites mises à la disposition des utilisateurs pour l'analyse.

Pour l'utilisateur, l'outil PanDA (Production and Distributed Analysis system) permet le lancement des procédures de calcul sur la grille incluant l'utilisation possible d'ATHENA.

Dans cette thèse ATHENA a été utilisé directement principalement pour la simulation MC du signal et la production de D3PD. C'est D3PD ont été stocké directement au centre de calcul du LAL et analysé à partir d'un logiciel C++ développé aussi au LAL. Le calcul des limites attendues dans le cadre des recherches de sgluons a nécessité un important temps CPU et a été réalisé sur la grille avec un logiciel écrit en Python et utilisant de nombreuses fonctionnalités de ROOT via l'interface PyROOT.





## Chapitre V

# Jets et système de déclenchement basé sur les jets

### Sommaire

---

<b>V.1</b>	<b>Calibration des jets</b>	<b>50</b>
<b>V.2</b>	<b>Incertitude sur l'échelle d'énergie des jets</b>	<b>53</b>
<b>V.3</b>	<b>Résolution en énergie des jets</b>	<b>54</b>
<b>V.4</b>	<b>Système de déclenchement basé sur les jets</b>	<b>55</b>
V.4.1	La chaîne de déclenchement 2010	56
V.4.2	La chaîne de déclenchement 2011	56

---

Les trois premières parties de ce chapitre décrivent la reconstruction et la calibration des jets pour l'analyse des données d'ATLAS ainsi que les performances obtenues en terme de résolution et de connaissance de l'échelle d'énergie des jets. La quatrième partie de ce chapitre présente la mesure de l'efficacité de déclenchement des deux chaînes de déclenchement (basées sur les jets) utilisées dans l'analyse des données 2010 et 2011 d'ATLAS.

Les jets de particules sont abondamment produits dans les collisions proton-proton à hautes énergies du Grand collisionneur de hadrons. La figure **V.1** montre un événement multijet dans le détecteur ATLAS. Ce sont les empreintes laissées par les quarks et les gluons via l'interaction forte. La compréhension et la mesure de ces jets de particules permet de remonter à l'information sur les quarks et gluons sous-jacents. Ces jets de particules ont été mesurés ces 30 dernières années dans tous les collisionneurs de haute énergie et la définition d'un jet est devenue un aspect important pour comparer mesures et prédictions. Un algorithme de jet a pour objectif de regrouper des constituants, appelés proto-jets, pour former des jets et leur assigner une énergie et une impulsion. Selon la nature des constituants, on distingue plusieurs types de jets. On peut reconstruire des jets à partir des informations des détecteurs, on parle de jets reconstruits. Mais, on peut aussi utiliser comme proto-jets les particules stables de l'état final dans les événements simulés, on parle alors de truth-jets.

La définition d'un jet est arbitraire et peut varier selon les expériences ou les mesures effectuées. Une caractéristique importante de ces algorithmes de jets est la notion de sûreté infrarouge et colinéaire. En effet, les divergences infrarouges et colinéaires de QCD ne permettent pas, au niveau théorique, de discerner l'émission d'un parton de faible énergie ou émis colinéairement au parton initial. Les jets reconstruits au niveau particules ne doivent donc pas dépendre de ces émissions. Ainsi seules les quantités qui ne sont pas sensibles aux émissions responsable de ces divergences peuvent être comparées au résultat des calculs perturbatifs. Ce n'est pas le cas, par exemple, de l'énergie du parton de plus haut  $p_T$  dans l'évènement. Seul l'énergie de la cascade, définie avec soin, a un sens. Les algorithmes de jets respectant ces propriétés sont dits infrared et colinear safe.

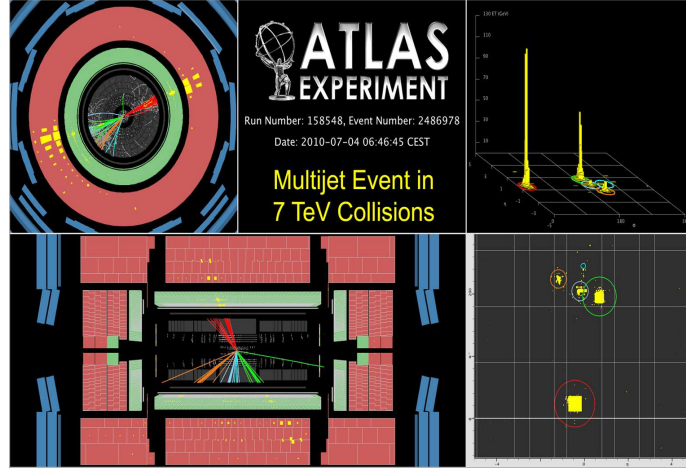


FIG. V.1 – Un évènement multijet dans le détecteur ATLAS [95]. Le détecteur et les jets sont présentés dans le plan transverse et selon l'axe-z. Les calorimètres EM sont en vert et les calorimètres hadroniques en rouge. Les jets sont aussi indiqués dans le plan  $\eta - \phi$ .

ATLAS utilise principalement l'algorithme anti- $k_t$  [96] pour la reconstruction des jets. C'est un algorithme, infrared et colinear safe, de recombinaison itératif dans lesquels les proto-jets sont combinés successivement selon un critère de distance. Les itérations s'arrêtent à une distance définissant la taille du jet. La mesure de la distance  $d_{ij}$  entre deux proto-jets  $i$  et  $j$  est définie pour anti- $k_t$  par :

$$d_{ij} = \frac{1}{\max(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2)} \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (\text{V.1})$$

où  $p_{T,i}$  et  $p_{T,j}$  sont les  $p_T$  des proto-jets et  $\Delta R_{ij}$  la distance les séparant dans le plan  $\eta - \phi$ . La variable  $R$  est un paramètre de l'algorithme déterminant la surface des jets dans le plan  $\eta - \phi$ . A un proto-jet  $i$  est aussi associé une distance  $d_{iB}$  :

$$d_{iB} = \frac{1}{p_{T,i}} \quad (\text{V.2})$$

Les distances  $d_{ij}$  sont calculées pour chaque paire de proto-jets, et les distances  $d_{iB}$  pour chaque proto-jet. L'algorithme sélectionne alors le plus petit des  $d_{ij}$  et  $d_{iB}$ . Dans le cas où un  $d_{iB}$  est sélectionné, l'objet  $i$  est considéré comme un jet et est retiré de la liste de proto-jets avant la prochaine itération. A contrario, si un  $d_{ij}$  est sélectionné, les objets  $i$  et  $j$  sont recombinaisonnés en un proto-jet  $k$  qui remplace  $i$  et  $j$  dans la liste. Cette séquence est répétée tant que tout les proto-jets n'ont pas été associés à un jet. Plus  $R$  est grand, plus les  $d_{ij}$  sont petits ce qui entraîne plus de recombinaisons et donc des jets plus larges. Les valeurs typiques de  $R$  dans ATLAS sont 0,4 et 0,6. Le choix du paramètre  $R$  dans les analyses sgluons est motivé par les performances obtenues en terme de calibration et de résolution. Ainsi la valeur 0,4 est utilisée pour l'analyse des données 2011 alors que 0,6 est utilisée pour celle des données 2010. Le choix d'anti- $k_t$  comme algorithme au LHC est motivé notamment par la régularité de la forme des jets obtenus [96]. Les jets créés par anti- $k_t$  sont presque parfaitement rond dans le plan  $\eta - \phi$  contrairement à d'autres algorithmes. Cette régularité présente de nombreux avantages tant sur le plan de la calibration que théorique. Le système de calibration des jets ainsi que les performances sont détaillés dans la suite.

## V.1 Calibration des jets

La calibration des jets est une tâche importante pour les performances du détecteur eta un impact direct sur les résultats obtenus dans les analyses de physique. Dans ATLAS, l'objectif de la procédure

de reconstruction et de calibration des jets est de combiner les signaux calorimétriques pour obtenir une "vue" des événements aussi proche que possible de la "vérité" (celle donnée à partir des truth-jets). Différentes étapes de calibration en énergie sont appliquées pour passer de l'énergie mesurée dans les calorimètres à l'énergie d'un jet. La calibration utilisée pour les données de 2010 et 2011 est basée sur la simulation et a été validée par des tests en faisceau et des mesures *in situ* [97, 98]. Le nom donné à cette chaîne de calibration est EM+JES car elle part de constituants calibrés à l'échelle électromagnétique et applique un facteur de correction pour arriver à l'échelle d'énergie des jets.

**Constituants de jets.** Les constituants calorimétriques donnés à l'algorithme de jet sont constitués de lot de cellules calorimétriques ayant des énergies supérieures à un certain seuil. Ils sont appelés clusters topologiques [99]. Les cellules sont regroupées en un cluster formé à partir d'une cellule graine et en y ajoutant itérativement les cellules voisines si les énergie de ces dernières dépassent un certain seuil défini en fonction du RMS du bruit de chaque cellule. Le système calorimétrique ayant une granularité élevée, la procédure permet de réduire l'impact du bruit induit par la multiplicité élevée de cellules. Les topoclusters sont calibrés à l'échelle électromagnétique validée à l'aide de mesures en test-faisceau avec des électrons et des muons. Cette échelle d'énergie représente correctement l'énergie des photons et électrons mais elle n'estime pas correctement l'énergie des pions. En raison de la non-compensation de cet effet, le calorimètre d'ATLAS a une réponse plus faible aux cascades de hadrons qu'aux gerbes électromagnétiques ce qui est corrigé par la calibration des jets expliquée dans la suite. Chaque topocluster est considéré comme une particule de masse nulle avec une énergie  $E = \sum E_{cellules}$ . la position est donnée par le barycentre du cluster pondéré par l'énergie des cellules et la direction des clusters est calculée par rapport au centre géométrique du détecteur. Une fois que l'algorithme de jet a effectué l'association des clusters aux jets finaux, les système de recombinaison définit la façon de déterminer l'énergie et l'impulsion des jets à partir de celles des constituants. L'énergie et l'impulsion des clusters  $i$  sont ajoutés vectoriellement au quadri-vecteur du jet final  $k$  :

$$p_k = \sum_i p_i \quad (\text{V.3})$$

Cette procédure, indépendante de l'algorithme de jet, permet de définir la masse d'un jet et conserve l'énergie et l'impulsion. Le quadri-vecteur du jet est alors calibré selon différentes étapes.

**Correction de pile-up.** A chaque croisement de paquet plusieurs interactions proton-proton peuvent avoir lieu : on parle d'évènements d'empilement (pile-up). Ces interactions supplémentaires entraînent des signaux dans les calorimètres se chevauchant avec ceux du processus dur (in-time pile-up). Par ailleurs, l'intervalle entre les paquets de protons réduit de 150 à 50 ns entre 2010 et 2011 introduit une faible sensibilité des signaux calorimétriques aux collisions survenues dans les paquets précédents (out-of-time pile-up). La figure V.2 illustre la différence entre les conditions de pile-up de 2010 et de 2011. La figure indique le seuil en bruit appliqué aux cellules pour la formation des topoclusters en fonction de la pseudorapidité en détaillant les différents calorimètres. En 2010 (à gauche sur la figure V.2) le bruit est dominé par le celui de l'électronique alors qu'en 2011 (à droite) celui du pile-up est plus important, notamment à grand  $|\eta|$ . Néanmoins un biais dans l'énergie des jets subsiste et une correction est appliquée pour soustraire la quantité d'impulsion transverse générée par les évènements d'empilement au  $p_T$  du jet reconstruit. Elle est déterminée à partir d'évènements minimum-bias et est fonction de la pseudorapidité du jet, du nombre de vertex reconstruits et de l'espacement en temps des paquets de protons [98, 100]. Cette correction est nettement plus faible pour les jets de taille  $R = 0,4$  que pour les jets  $R = 0,6$  ce qui motive l'utilisation de 0,4 pour les données de 2011.

**Correction d'origine** Les topoclusters utilisés pour la reconstruction des jets sont reconstruits en utilisant le centre géométrique d'ATLAS comme référence pour le calcul du quadri-vecteur du jet. Chaque cluster est corrigé pour pointer vers vertex primaire de l'interaction dure, celui dont la somme du  $p_T$  des traces associées est la plus grande. Cette correction d'origine améliore la résolution angulaire et la

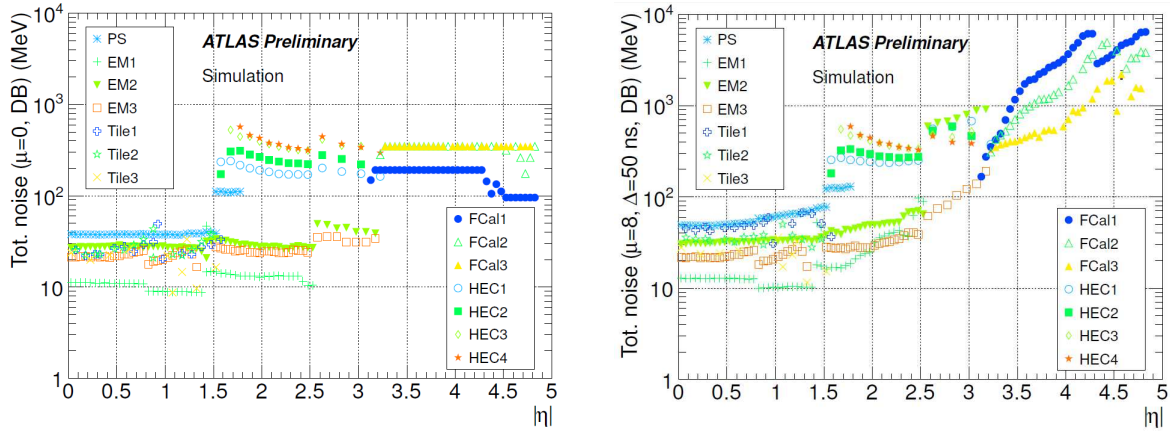


FIG. V.2 – Le seuil en bruit appliqué aux cellules pour la formation des topoclusters en fonction de la pseudorapidité avec le détail des différents calorimètres. La partie gauche est le bruit électronique auquel est ajouté le bruit dû au pile-up (en moyenne 8 interactions par croisement de paquets) dans la partie droite. En 2010 seul le bruit électronique est considéré dans la formation des topoclusters alors qu'en 2011 le bruit du pile-up est aussi pris en compte [100].

réponse en  $p_T$  des jets [98].

**Correction de l'échelle d'énergie de jets** La dernière étape de la calibration, basée sur les simulations MC, a pour objectif d'égaliser l'échelle d'énergie des jets reconstruits à celle des truth-jets pris comme références. Cette correction corrige différents effets comme la non-compensation du calorimètre, les pertes d'énergie dans les régions inactives, les fuites d'énergie en dehors des calorimètres, les dépôts d'énergie en dehors du cône du jet par des particules se trouvant à l'intérieur du jet [98]. Les facteurs de correction sont dérivés à partir d'événements dijet générés avec PYTHIA [101]. Les effets de pile-up ayant déjà été corrigés, les échantillons MC utilisés pour calculer ces facteurs ne comprennent pas de pile-up. Les jets reconstruits sont associés à des truth-jets, si la distance angulaire entre les deux jets

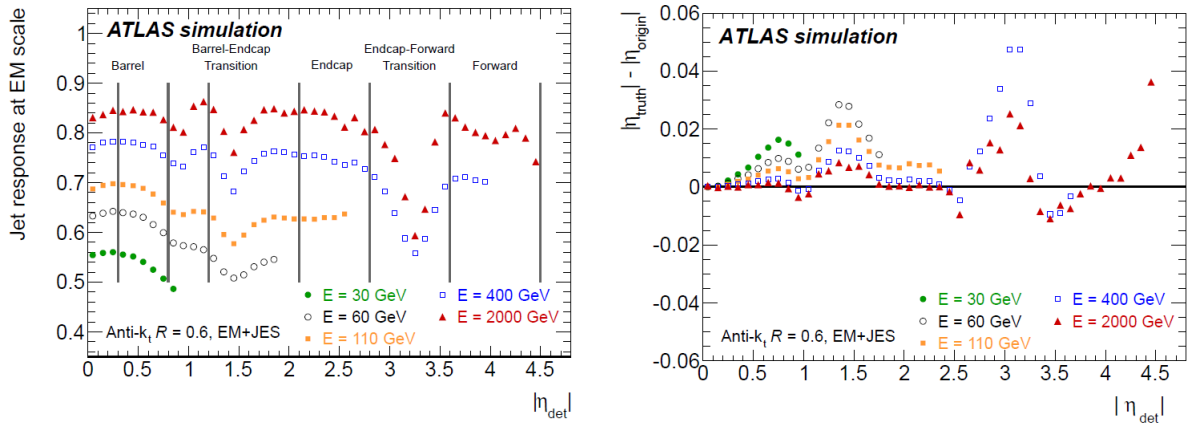


FIG. V.3 – (à gauche) La réponse moyenne du calorimètre à des jets de taille  $R = 0,6$  pour différents intervalles en énergie calibrée, en fonction de la pseudorapidité dans le détecteur [98]. (à droite) La différence entre la pseudorapidité du jet reconstruit, après correction d'origine, et la pseudorapidité du truth-jet pour différents intervalles en énergie calibrée, en fonction de la pseudorapidité dans le détecteur [98].

vérifie  $\Delta R_{\text{reco,truth}} < 0,3$ , et la moyenne de la réponse du calorimètre à l'énergie du jet est calculée dans des intervalles d'énergie et de pseudorapidité du jet non-calibré. Seul les jets isolés, reconstruits aussi bien que truths, entrent dans ce calcul. Un jet est dit isolé si il est séparé des autres jets de  $p_T > 7 \text{ GeV}$  par au moins  $\Delta R = 2,5 \times R$ . La réponse moyenne du calorimètre à des jets est sensiblement différente

de 1 comme indiqué sur la figure V.3 pour des jets de taille  $R = 0,6$ . Les facteurs obtenus pour des jets de taille  $R = 0,4$  sont sensiblement les mêmes [98]. La procédure inclut aussi une correction de la pseudorapidité compensant les régions moins instrumentées du détecteur. Cette correction est définie comme la différence moyenne entre la pseudorapidité des jets reconstruits (après correction d'origine) et celle des truth-jets, figure V.3.

## V.2 Incertitude sur l'échelle d'énergie des jets

Comme décrit dans la section précédente, l'échelle en énergie des jets (JES) est dérivée à partir du Monte-Carlo - et a été validée à l'aide d'une série de mesures *in situ*. La précision avec laquelle est connue cette échelle est un des facteurs limitant pour les mesures du MS et les recherches de nouvelle physique. Bien qu'au cours de cette thèse la connaissance de l'échelle d'énergie ait fortement variée, passant de  $\sim 6\%$  avant les premières collisions [102] à  $\sim 1\%$  avec une calibration basée uniquement sur des mesures *in-situ* [103], l'incertitude retenue dans les analyses sgluons de 2010 et 2011 est restée la même, à  $\sim 2\%$ .

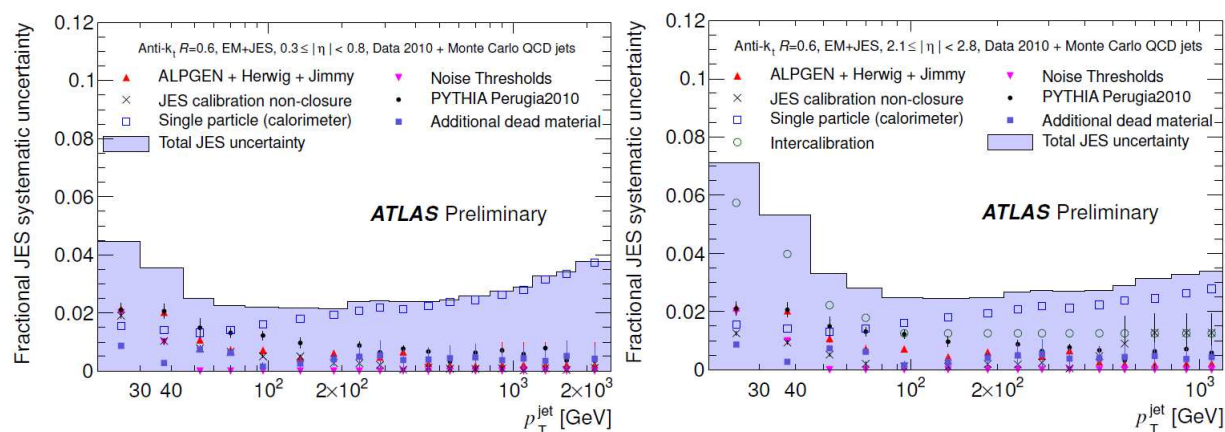


FIG. V.4 – L'incertitude systématique sur l'échelle d'énergie des jets  $R = 0,6$  dans deux régions de  $\eta$  différentes :  $0,3 < |\eta| < 0,8$  à gauche et  $2,1 < |\eta| < 2,8$  à droite. Des résultats similaires sont obtenus avec des jets  $R = 0,4$  [98].

Cette échelle d'énergie souffre de différentes sources d'incertitudes indiquées dans la figure V.4 : la méthode de calibration elle-même [98], les différents générateur MC utilisés et la variation des paramètres de ces générateurs, la réponse du calorimètre [104, 105] et la simulation du détecteur [106]. L'incertitude systématique sur la JES pour les jets  $|\eta| > 0,8$  est déterminée en extrapolant l'incertitude pour la région centrale ( $0,3 < |\eta| < 0,8$ ) et en ajoutant une contribution d'intercalibration [98]. L'incertitude, approximativement 2%, est globalement dominée par la connaissance de la réponse du calorimètre et par l'intercalibration.

Cette incertitude est valable pour des jets isolés et sans présence de pile-up. L'incertitude venant du pile-up est traitée séparément, elle est estimée dans la procédure de soustraction du pile-up en utilisant des mesures *in-situ*. La figure V.5 montre l'incertitude relative due au pile-up dans le cas où deux vertex primaires sont reconstruits dans l'événement. Dans ce cas, l'incertitude est inférieure à 1% pour tous les jets  $p_T > 50$  GeV. L'incertitude augmente avec le nombre de vertex reconstruits mais reste généralement inférieure à 1 ou 2% pour les jets sélectionnées dans les analyses sgluons.

La procédure de calibration étant dérivée avec des jets isolés, la dernière source d'incertitude considérée est liée à l'isolation des jets. Cette estimation est dérivée en utilisant des jets reconstruits à partir de traces associés à des jets calorimétriques [107]. Typiquement cette incertitude est de l'ordre de 2 à 3% pour les jets non-isolés, c.-à-d. des jets séparés d'un autre jet par  $R \lesssim 1$ . De nombreux jets considérés dans la recherche des sgluons sont dans ce cas.

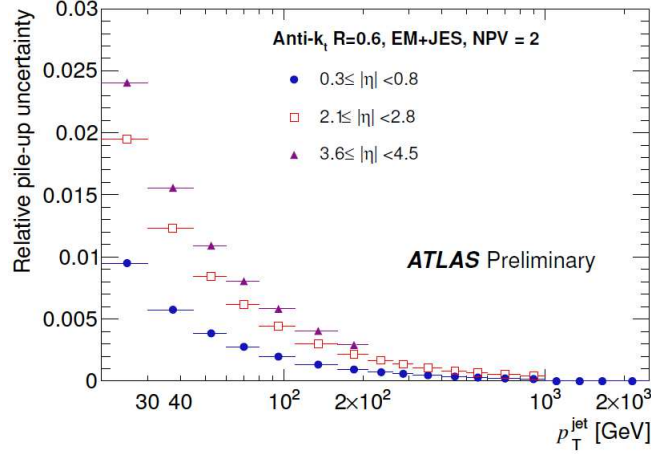


FIG. V.5 – L’incertitude relative sur l’échelle d’énergie des jets  $R = 0,6$  due au pile-up dans le cas où deux vertex primaires sont reconstruits dans l’événement.

### V.3 Résolution en énergie des jets

Comme l’échelle d’énergie, la résolution en énergie des jets joue un rôle dans les études de physique dans des états finaux hadroniques. Une formule empirique pour décrire la résolution en énergie, ici le  $p_T$ , des jets est donnée par :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \frac{N}{p_T} \oplus \frac{S}{\sqrt{p_T}} \oplus C, \quad (\text{V.4})$$

où  $C$  est le terme constant,  $N$  le terme de bruit et  $S$  le terme stochastique. Le terme stochastique correspond aux fluctuations statistiques des dépôts d’énergie dans les milieux actifs des calorimètres. Le terme constant est attribuable à des régions mal calibrés, à la non-uniformité du calorimètre... Le terme de bruit correspond au bruit électronique, ou de pile-up, des canaux de lecture. Les valeurs mesurées dans les simulations sont approximativement  $C = 0.06$ ,  $N = 2 \text{ GeV}$  et  $S = 0.8\sqrt{\text{GeV}}$ . La résolution est dominée par le terme constant pour les jets de  $p_T > 200 \text{ GeV}$  et par le terme stochastique pour les jets de  $p_T < 200 \text{ GeV}$ . Le terme de bruit étant presque négligeable pour les jets de  $p_T > 50 \text{ GeV}$ . La

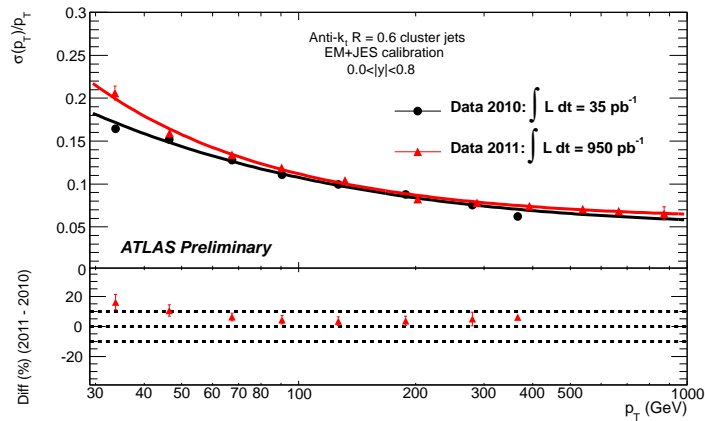


FIG. V.6 – La résolution relative  $\sigma(p_T)/p_T$  des jets de taille  $R = 0,6$  mesurée avec une méthode *in-situ* (dite bi-sector) [108].

résolution relative  $\sigma(p_T)/p_T$  pour des jets de taille  $R = 0,6$  est indiquée sur la figure V.6, où la mesure est effectuée avec une méthode *in-situ* (dite bi-sector) expliquée dans [108]. Des résultats similaires sont

obtenues pour une taille de  $R = 0,4$ . La résolution est légèrement moins bonne à bas  $p_T$  dans les données de 2011 qu'en 2010 comme indiqué dans la figure V.6. Cela est dû au plus grand pile-up dans les données 2011 et les jets  $R = 0,4$  sont moins sensible à cette dégradation. L'incertitude sur la résolution des jets est de l'ordre de 10% et la résolution est compatible entre données et MC pour 2011 alors qu'en 2010 une résolution meilleur de  $\sim 10\%$  était observée dans le MC. Ce désaccord pour 2010 est corrigé dans l'analyse par un étalement (smearing) de l'énergie des jets reconstruits dans le MC [108].

## V.4 Système de déclenchement basé sur les jets

Les analyses sgluons utilisant un état final à quatre jets, un système de déclenchement multijet est utilisé [109]. Ce système reconstruit d'abord des jets dans l'événement et calcule leur quadri-impulsion puis décide, selon le nombre de jets reconstruits et leur  $p_T$ , si l'événement est conservé pour l'analyse hors ligne. Le système de déclenchement est divisé en trois niveaux détaillés dans la suite. Deux chaînes de déclenchement différents ont été utilisés pour les analyses 2010 et 2011. Le HLT (la somme du niveau L2 et de l'EF), en mode passthrough en 2010, est intégré dans la chaîne de décision en 2011. Dû à l'augmentation de la luminosité, les seuils de déclenchement sont relevés en 2011 afin de maintenir le taux global d'événements enregistrés dans des limites acceptables. En général, l'objectif du système de déclenchement est de conserver la plus grande proportion d'événements possible tout en minimisant les biais et les incertitudes systématiques découlant du système de déclenchement. La meilleure façon d'y parvenir est d'utiliser le système de déclenchement dans la région du "plateau" où son efficacité est proche de 100% et ne dépend pas fortement de l'énergie du jet. Pour accepter autant d'événements que possible, réduisant ainsi l'incertitude statistique, les seuils en énergie utilisés off-line dans les analyses sgluons sont choisis pour être les plus bas possible tout en gardant une efficacité de déclenchement plus grande que 99%. La mesure de l'efficacité des chaînes de déclenchement utilisées dans les analyses sgluon est présentée dans la suite.

**Le niveau L1.** Les calorimètres électromagnétique et hadroniques d'ATLAS sont segmentés en environ 7200 tours de déclenchement, avec une granularité d'environ  $0,1 \times 0,1$  dans le plan  $\eta \times \phi$  [110]. La granularité varie légèrement en fonction des différents sous-systèmes de détection. Le niveau L1 numérise les signaux des tours de déclenchement et effectue la soustraction piédestal. Le niveau L1 applique également une réduction du bruit, par application d'un seuil, et procède à une calibration de l'énergie transverse. Le niveau L1 construit des "éléments de jet" constitués de la somme de  $2 \times 2$  tours de déclenchement dans calorimètre électromagnétique ajouté à  $2 \times 2$  tours de déclenchement dans le calorimètre hadronique ce qui donne un granularité de  $0,2 \times 0,2$  dans le plan  $\eta \times \phi$ . L'algorithme de reconstruction des jet, au niveau L1, identifie les jets dans la région  $|\eta| < 3,2$ . Il se compose d'une fenêtre glissante de taille programmable qui peut être soit  $2 \times 2$ ,  $3 \times 3$  ou  $4 \times 4$  d'"éléments de jet". Un jet est reconstruit si l'énergie transversale totale (électromagnétique + hadronique) à l'intérieur de la fenêtre est supérieure à un seuil donné. La taille du pas en  $\eta$  et  $\phi$  de la fenêtre glissante est donc 0,2. La figure V.7 montre un schéma de l'algorithme de reconstruction de jet au niveau L1. La taille de la fenêtre glissante de  $4 \times 4$  d'"éléments de jet" a été choisi pour presque tous les seuils à l'exception du seuil d'énergie transverse le plus bas, 5 GeV, qui utilise une taille de fenêtre de  $2 \times 2$ . Pour la prise de données de l'année 2010, seul le niveau L1 a été utilisé pour la sélection.

**Le HLT.** La reconstruction d'objet au niveau HLT est guidé par le résultat du niveau L1. Le HLT, en mode passthrough en 2010, est uniquement utilisé dans les données de 2011. Les algorithmes du niveau L2, utilisent seulement les données d'une région limitée du détecteur ; à proximité d'une Region of interest (ROI) fournie par L1. La reconstruction des jets utilise un algorithme de cône itérant sur les cellules des calorimètres dans une ROI de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1 \times 1$  en utilisant la granularité complète des calorimètres [109]. L'event-filter (EF) utilise le même algorithme de reconstruction des jets que celui utilisé dans le traitement hors ligne des données. L'EF accède à l'information complète de l'événement, plutôt que seulement au sein des ROIs, et reconstruit des jets anti-kT  $R = 0,4$  en utilisant des topoclusters,



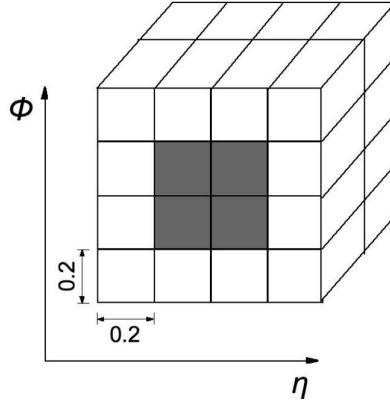


FIG. V.7 – Schéma de l’algorithme de jet au niveau L1 montrant une fenêtre de  $4 \times 4$  d’éléments de jet (eux mêmes représentant  $0,2 \times 0,2$  dans le plan  $\eta \times \phi$ ) couvrant les calorimètres électromagnétique et hadronique [109].

d’une manière identique à la reconstruction en ligne [111].

#### V.4.1 La chaîne de déclenchement 2010

La chaîne utilisée en 2010 demande la reconstruction de 4 jets avec un  $p_T$  supérieur à 5 GeV où l’énergie est mesurée à l’échelle électromagnétique. Cette chaîne, appelée L1\_4J5, est la chaîne 4 jets avec le plus bas seuil et une luminosité intégrée de  $34 \text{ pb}^{-1}$  a été enregistrée avec, ce qui correspond à la quasi intégralité des données de 2010. Cette chaîne a été utilisée avec un prescale à la fin de l’année 2010 et ceci est pris en compte dans le calcul de la luminosité. La réduction de la luminosité due à ce prescale est inférieure à 3% du total.

L’efficacité du trigger est estimée à partir des données en utilisant une chaîne de déclenchement orthogonale. Une chaîne de biais minimum, L1\_MBTS.2 est utilisée comme référence. Cette chaîne déclenche quand seulement deux coups sont détectés dans les scintillateurs de biais minimal (MBTS pour Minimum Bias Trigger Scintillators) et offre un échantillon de données minimalement biaisé sur lequel peut être mesurée l’efficacité des autres chaînes de déclenchement. L’échantillon de données (stream minimum-bias du run 152166 au run 167963) est comparé à des événements de biais minimum générés avec PYTHIA et passés à la simulation complète du détecteur (MC 105001). L’efficacité de déclenchement est présentée en fonction de  $\eta$  et  $\phi$  du quatrième jet dans la Figure V.8 où les données sont en bon accord avec les simulations PYTHIA. Pour augmenter la statistique disponible, un coupure à 40 GeV sur le  $p_T$  du quatrième jet est appliqué ce qui explique l’inefficacité observée puisqu’à 40 GeV la chaîne n’a pas atteint la région de plateau. Néanmoins, aucune inefficacité localisée en  $\eta - \phi$  n’est observée. La dépendance de l’efficacité de déclenchement liée à l’isolation des jets est étudiée en définissant la distance minimale entre deux jets pris parmi les quatre jets de plus haut  $p_T$ , notée  $\min(\Delta R_{ij})$  avec  $i, j = 1..4$  et  $i \neq j$ . La figure V.8 montre que l’efficacité ne dépend pas de  $\min(\Delta R_{ij})$  comme dans [112]. Figure V.8 indique l’efficacité de déclenchement du trigger L1\_4J5 en fonction du  $p_T$ , de  $\eta$  et  $\phi$  du quatrième jet de plus haut  $p_T$ . Les données sont en bon accord avec PYTHIA comme dans [112]. Le trigger L1\_4J5 atteint une efficacité de 95% à environ 45 GeV et de 99% à 55 GeV. Un seuil de 55 GeV sera appliqué hors ligne sur le  $p_T$  du quatrième jet afin de garantir une grande efficacité de déclenchement et minimiser les incertitudes systématiques.

#### V.4.2 La chaîne de déclenchement 2011

Comme pour 2010, la chaîne utilisée en 2011 demande la reconstruction de 4 jets. La chaîne dont le seuil est le plus bas de toutes les chaînes 4 jets d’ATLAS et ayant enregistré la totalité des données 2011 est utilisée.

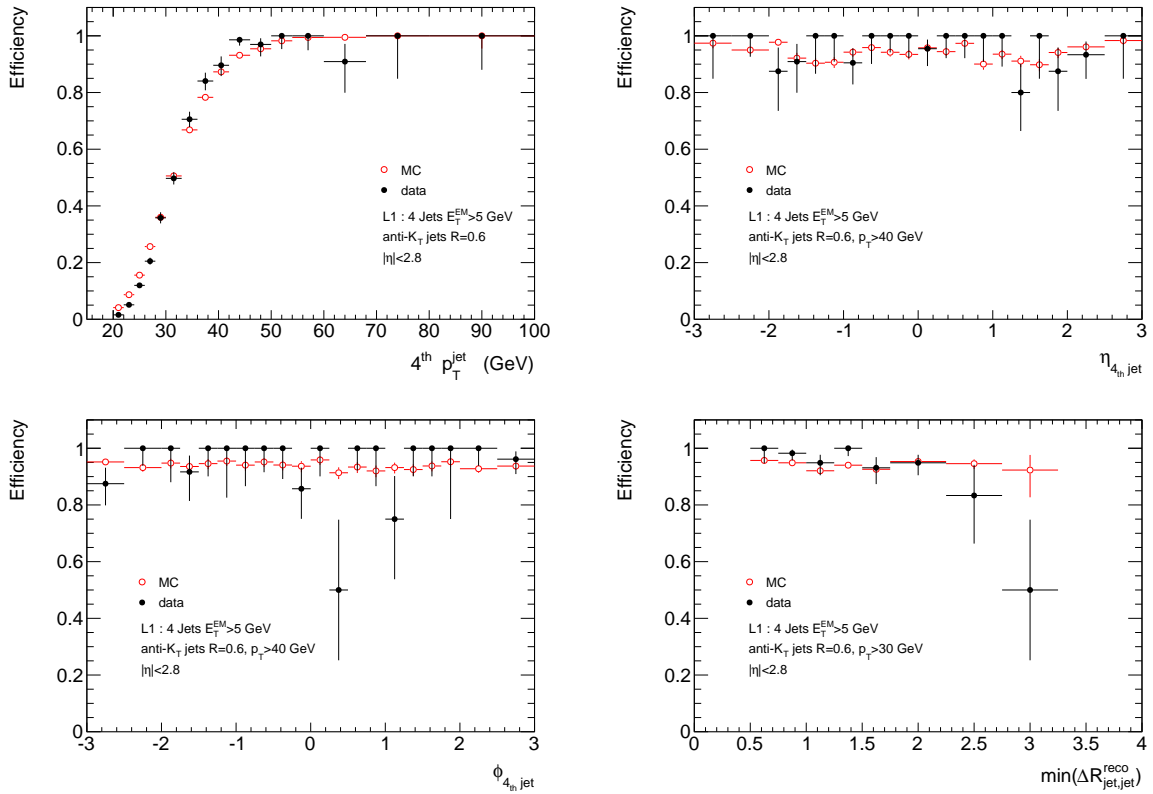


FIG. V.8 – Efficacité de déclenchement de la chaîne L1\_4J5 mesurée grâce à la chaîne L1\_MBTS\_2 dans le flux de biais minimum en fonction du  $p_T$ ,  $\eta$  et  $\phi$  du quatrième jet de plus haut  $p_T$  ainsi qu'en fonction de la variable d'isolation. Les données 2010 (points noirs) sont en bon accord avec les simulations PYTHIA (points rouges).

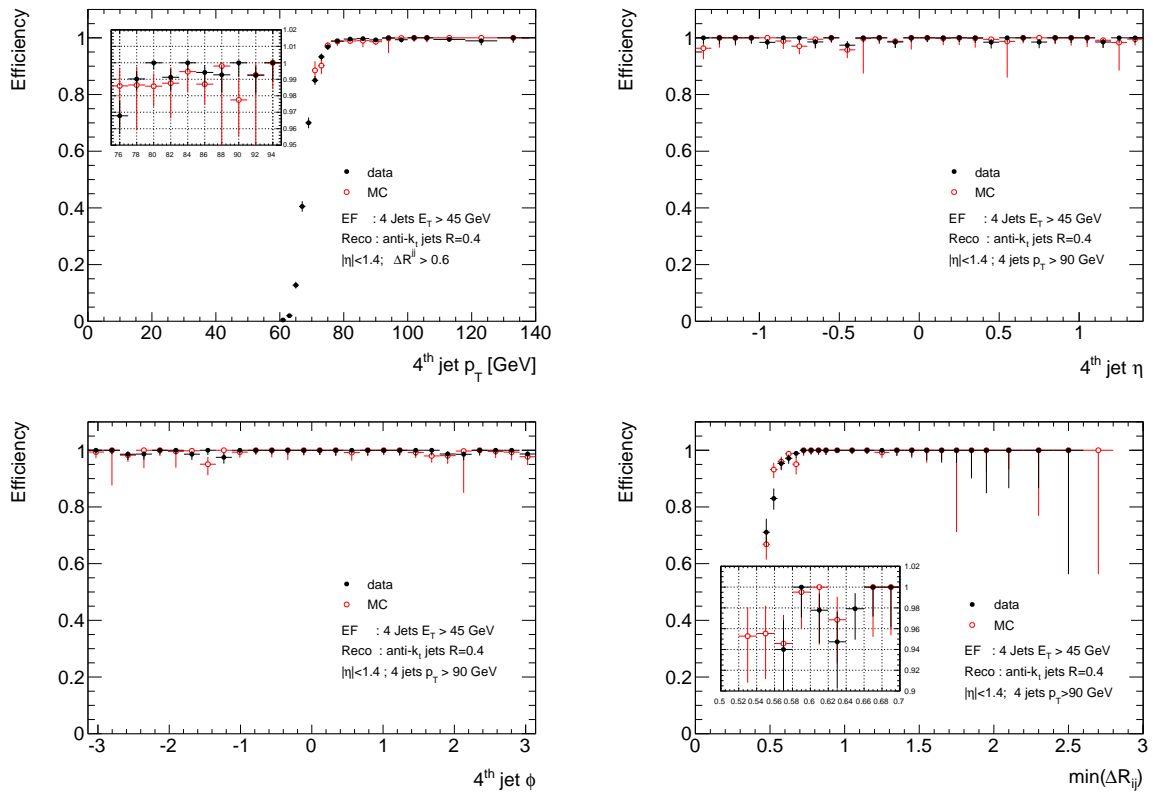


FIG. V.9 – Efficacité de déclenchement de la chaîne EF.4j45 mesurée grâce à la chaîne L1\_MBTS\_2 dans le flux de biais minimum en fonction du  $p_T$ ,  $\eta$  et  $\phi$  du quatrième jet de plus haut  $p_T$  ainsi qu'en fonction de la variable d'isolation. Les données 2011 (points noirs) sont en bon accord avec les simulations ALPGEN (points rouges).

La chaîne complète est décrite dans la nomenclature ATLAS comme suit :

$$L1\_4j20 \rightarrow L2\_4j40 \rightarrow EF\_4j45\_a4tc\_EFFS,$$

où a4tc réfère à anti- $k_t$   $R=0.4$  Topocluster et EFFS à Event Filter Full Scan. Le seuil en  $p_T$  à l'échelle électromagnétique, sur les 4 jets est de 20 GeV au niveau L1, de 40 GeV au niveau L2 et de 45 GeV à l'EF. La statistique accumulée avec les chaînes de biais-minimal en 2011 ne permet pas de mesurer l'efficacité de la chaîne EF\_4j45. L'efficacité du trigger est calculée par rapport à un trigger orthogonal demandant la reconstruction d'un électron de  $p_T > 22$  GeV (EF\_e22vh\_medium). Cette chaîne produit un échantillon de jets biaisé par la présence de l'électron mais sur lequel peut être mesuré l'efficacité de la chaîne EF\_4j45. L'échantillon de données est comparé à des événements multijets générés avec ALPGEN et passés à la simulation complète du détecteur. La dépendance de l'efficacité de déclenchement liée à l'isolation des jets est étudiée en définissant la distance minimale entre deux jets pris parmi les quatre jets de plus haut  $p_T$ , notée  $\min(\Delta R_{ij})$  avec  $(i, j = 1..0.4 \ i \neq j)$ . Figure V.9 montre l'efficacité mesurée en fonction de  $\min(\Delta R_{ij})$  dans les événements contenant au moins 4 jets avec  $p_T > 90$  GeV pour les données et le MC Sgluon. Permise par la grande statistique utilisée, la coupure à 90 GeV est appliquée pour isoler un éventuel effet en réduisant le biais venant de seuil en  $p_T$  de la chaîne. L'inefficacité de déclenchement à faible  $\min(\Delta R_{ij})$  est bien modélisée par le MC. Pour assurer une grande efficacité de déclenchement les événements sont rejetés si  $\min(\Delta R_{ij})$  est supérieure à 0,6. Cette exigence produit une inefficacité de moins de 2% pour le signal. La figure V.9 montre l'efficacité mesurée en fonction du  $p_T$ ,  $\eta$  et  $\phi$  du quatrième jet de plus haut  $p_T$  pour les événements ayant  $\min(\Delta R_{ij}) > 0,6$  et 4 jets avec  $p_T > 90$  GeV pour  $\eta$  et  $\phi$ . Les seuils en  $p_T$  conduisent à un plateau de déclenchement à 80 GeV. Une incertitude de 1% sur l'efficacité de déclenchement pour des événements contenant 4 jets  $p_T > 80$  GeV et ayant  $\min(\Delta R_{ij}) > 0,6$  est pris en compte pour couvrir une éventuelle différence dans la réponse de déclenchement entre les données et le MC.



## Chapitre VI

# Étude de faisabilité de la recherche de sgluons au LHC

### Sommaire

---

<b>VI.1 Simulation des évènements de signal et de fond</b> . . . . .	<b>61</b>
<b>VI.2 Selection des évènements</b> . . . . .	<b>62</b>
VI.2.1 Jumelage des jets par la méthode de proximité . . . . .	63
VI.2.2 Différence relative des deux masses reconstruites et angle de diffusion . . . . .	66
<b>VI.3 Estimation du bruit de fond</b> . . . . .	<b>67</b>
<b>VI.4 Résultats</b> . . . . .	<b>69</b>

---

Le potentiel de découverte d'un gluon scalaire ou d'un hyper-pion produit par paires au LHC est étudié grâce à des simulations MC. L'étude de faisabilité est basée en partie sur des simulations rapides obtenues avec SHERPA et DELPHES et publiées dans [70] en dehors du cadre de l'expérience ATLAS. Les résultats obtenus sont complétés et développés avec des événements passés à la simulation complète du détecteur ATLAS et générés avec le package PythiaSgluon\_i du software d'ATLAS.

Plusieurs variables discriminantes entre le signal et le fond sont utilisées pour optimiser la recherche en utilisant une méthode de coupures rectangulaires. Le problème combinatoire posé par la reconstruction des deux candidats sgluons dans l'événement à partir des quatre jets est résolu avec une méthode dite de proximité. Une méthode axée sur les données pour prédire le fond QCD est aussi présentée. Les résultats obtenus pour les hyper-pions et les sgluons sont comparés et la possible discrimination entre les deux modèles est envisagée. Les variables ainsi que la méthode d'estimation du fond présentées dans ce chapitre sont ensuite utilisées dans les chapitres suivants pour la recherche de sgluons/hyperpions dans les données ATLAS de 2010 et 2011. Par contre les valeurs utilisées pour les coupures rectangulaire sont réévaluées et optimisées dans les chapitres suivants.

### VI.1 Simulation des évènements de signal et de fond

Avant d'aborder la discussion sur la stratégie de recherche, les outils de simulation utilisés pour modéliser le signal et le processus de fond QCD multijet sont décrits brièvement.

Le générateur d'événement Sherpa [113] est utilisé pour simuler la production de paires d'hyperpions et de sgluons ainsi que le fond QCD multijet. Les modèles de signaux ont été implémentés dans le générateur d'éléments de matrice AMEGIC++ [114]. Les règles de Feynman pour le modèle d'hypercouleur ont été dérivées de l'équation III.2. Les interactions pertinentes pour la production de paires de sgluons sont données par QCD et il est supposé que le rapport de branchement du sgluon en deux gluons est égal à l'unité. Pour les événements de signal, les échelles de factorisation et de renormalisation sont

définies égale à la masse du scalaire :  $\mu_F = \mu_R = m_{S_8}^2$ . La désintégration du scalaire en deux gluons est traité dans l'approximation de largeur-étroite, alors que les effets hors couche de masse sont pris en compte pour le coloron dans le modèle d'Hyper-color. Les événements de signal au niveau partonique sont alors transmis à SHERPA pour la parton-shower et l'hadronisation [115, 113] afin d'obtenir des événements réalistes au niveau des hadrons.

La production d'évènements contenant quatre jets ayant  $p_T > 60$  GeV et  $|\eta| < 2.8$  par l'interaction forte du MS correspond à une section efficace d'approximativement 5 nb [95]. En comparaison avec cette production multijet, même sans considérer les rapports de branchement pour obtenir un état final avec quatre jets de haut  $p_T$ , les autres processus de diffusion du MS ont une section efficace bien plus faible :  $WW$  avec une section efficace de 41 pb [116],  $t\bar{t}$  avec une section efficace de 171 pb [117] et la production de  $W$  associé avec deux jets ( $p_T > 20$  GeV,  $|\eta| < 2.8$ ) avec une section efficace de 200 pb [118].

La modélisation du fond multijets QCD est un défi délicat [119]. Jusqu'à maintenant, les corrections next-to-leading order à la production de quatre jets ne sont pas connus et l'on utilise donc des prédictions leading-order. Pour simuler avec précision la production multijets, un algorithme d'appariement entre les éléments de matrice et la parton-shower est utilisé dans SHERPA [120, 121]. L'ensemble complet des éléments de matrice au niveau arbre est pris en compte avec jusqu'à six partons dans l'état final par le générateur d'éléments de matrice de SHERPA, COMIX [122]. Les éléments de matrice de multiplicité en jet variable sont systématiquement combinés en échantillon pleinement inclusive d'évènements. Les échelles de renormalisation et de factorisation sont déterminés dynamiquement pour chaque évènement selon l'algorithme d'appariement [120]. Le paramètre de séparation des partons dans la procédure d'appariement utilisée est  $Q_{\text{cut}} = 30$  GeV. Le modèle de SHERPA pour la production QCD multijet a déjà été validé avec des données provenant d'HERA [123], du Tevatron [124] et du LHC [125], ce qui en fait une estimation réaliste du fond tout au long de cette étude. Dans la section VI.2, ces lots de données sont utilisés pour extraire la normalisation et la forme du fond QCD dans une approche axée sur les données.

Pour tenir compte des effets de détecteur sur la résolution des jets, les événements simulés de fond et de signal sont passés dans DELPHES [126]. DELPHES donne une simulation fiable pour un prototype de détecteur au LHC et a été utilisé dans de nombreuses études de nouvelle physique telles que [127, 128, 129]. Les jets sont reconstruit grâce au package FASTJET [130] avec l'algorithme anti- $k_T$  [96] avec un paramètre  $R$  de 0,6.

Des événements de signal sont aussi générés dans l'environnement de simulation d'ATLAS avec le package PythiaSgluon.i [131] qui a été développé pour cette analyse. Dans ce package, la section efficace différentiel de production de paires de sgluon est implémentée selon les calcul des auteurs de [9]. Les diagrammes de production sont présentés dans la figure III.3. Le processus est codé comme un processus externe à PYTHIA et utilise le nouveau modèle d'interaction multiples de PYTHIA. PYTHIA est utilisé pour désintégrer le sgluon (un scalaire) en deux gluons ainsi que pour la parton-shower et l'hadronisation. Afin d'incorporer les effets de détecteur, ces événements sont ensuite passé dans une simulation détaillée [132] du détecteur ATLAS basée sur GEANT4 [133].

## VI.2 Selection des évènements

Dans l'analyse, un effort particulier est fait pour être sensible à la région de faible masse afin d'exploiter les seuils de déclenchement qui augmentent avec la luminosité instantanée. Le signal produit deux objets lourds de masse égale ayant une impulsion transverse non négligeable et se désintégrant chacun en deux jets. L'impulsion transverse des sgluons avant toutes les coupures et avec une normalisation arbitraire est représentée en Figure VI.1 pour différentes masses du sgluon. La suppression à faible impulsion transverse et les longues queues à grande impulsion transverse reflètent les facteurs  $\beta$  dans la section efficace de production. Cette impulsion transverse augmente l'énergie des partons de désintégration des sgluons et des jets associés. Les seuils de déclenchement des triggers imposent une coupure minimale sur le  $p_T$  des jets afin de travailler dans la région de plateau du trigger. Pour améliorer la sensibilité de l'analyse, le seuil en  $p_T$  est adapté en fonction de la masse du signal. Les événements sont tenus d'avoir au moins quatre jets avec un  $p_T$  minimum de 50% de la masse de la résonance. Une

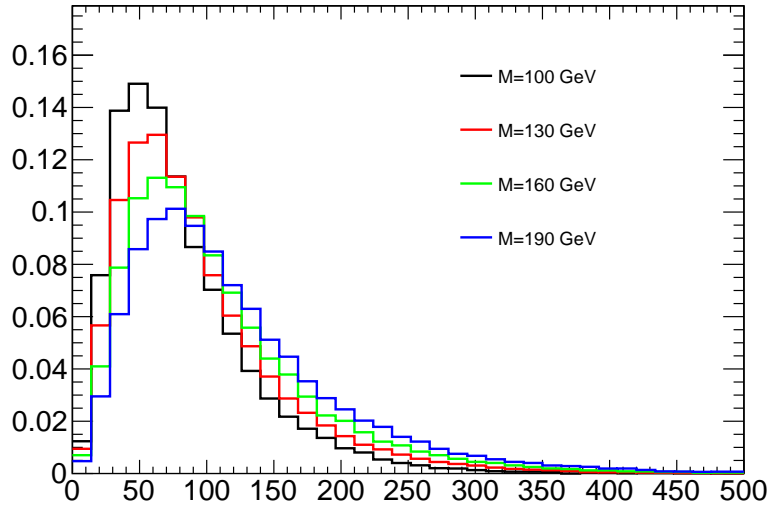


FIG. VI.1 – L’impulsion transverse des sgluons avant toutes les coupures et avec une normalisation arbitraire.

fois cette sélection sur  $p_T$  appliquée, le signal est constitué de sgluons produits avec une impulsion transverse non négligeable. Dans le plan  $\eta - \phi$ , la séparation des jets provenant de la désintégration d’un sgluon est typiquement de  $\Delta R \approx 1$ . La distribution de la distance  $\Delta R$  entre les deux produits de désintégration d’un sgluon est approximativement gaussienne, centrée à environ 1 avec une largeur de 0,3. La moyenne et le sigma de cette distribution sont représentés sur le figure VI.2 en fonction de la masse du signal. Cette propriété va être utilisée afin de reconstruire les deux candidats sgluons à partir des quatre jets de plus haut  $p_T$ .

### VI.2.1 Jumelage des jets par la méthode de proximité

A partir des quatre jets de plus haut  $p_T$ , il existe trois combinaisons possibles des jets pour reconstruire les deux candidats sgluons. Pour reconstruire les deux candidats, tous les appariements possibles entre les quatre jets sont considérés et seul la combinaison minimisant  $|\Delta R_{ij} - 1| + |\Delta R_{kl} - 1|$  (où  $i, j, k, l$  désignent les quatre jets) est retenue. La procédure de jumelage des jets qui sont à proximité n’est pas sensible à la valeur exacte utilisée. Comme vérification, une valeur extrême de 0 (au lieu de 1) a été utilisé pour la procédure de jumelage conduisant à des résultats similaires. Si l’une des deux résonances est reconstruites avec deux jets séparés par plus de  $\Delta R_{ij} = 1,6$ , l’événement est rejeté. Les masses correspondantes reconstruites sont notées  $M_1$  et  $M_2$  dans la suite et la moyenne  $((M_1 + M_2)/2)$  est appelée masse moyenne reconstruite.

L’efficacité de cette procédure sur le signal est étudiée en faisant correspondre les jets reconstruits avec les gluons provenant de la désintégration des sgluons en utilisant la vérité MC.

Afin de quantifier l’efficacité, on définit un critère spatial indiquant si un jet reconstruit correspond à un des gluons. L’histogramme vert sur la figure VI.3 indique la distance minimale, en unité de  $\Delta R$ , entre le jet de plus haut  $p_T$  reconstruit et l’un des quatre gluons. Seuls les événements contenant au moins quatre jets reconstruits avec  $p_T > 50$  GeV sont considérés. Les autres histogrammes correspondent aux 2<sup>nd</sup>, 3<sup>eme</sup> et 4<sup>eme</sup> jets de plus haut  $p_T$ . Tous les histogrammes sont normalisés à l’unité. Dans la figure VI.3 tous les échantillons de signal (toutes les masses) ont été fusionnées pour augmenter la statistique disponible. Ceci est légitimé par la faible sensibilité de la distribution avec la masse du sgluon considérée. Toutes les distributions ont un pic autour de 0 et une queue lourde à grand  $\Delta R$ . La queue est plus prononcé pour les 2<sup>nd</sup>, 3<sup>eme</sup> et 4<sup>eme</sup> jets. Pour le jet de plus haut  $p_T$  (vert), la queue lourde commence



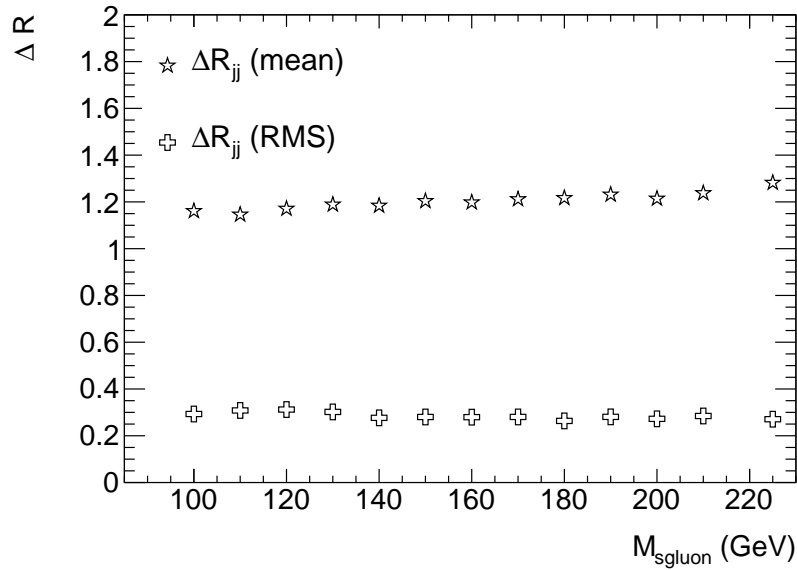


FIG. VI.2 – Moyenne et sigma de la séparation  $\Delta R$  entre les deux partons de la désintégration du sgluon en fonction de la masse du sgluon après application de la coupure sur le  $p_T$ .

à environ 0,6. Cette valeur est utilisée pour définir les critères d'appariement et on considère qu'un jet est associé à un des quatre gluons si  $\Delta R < 0,6$ .

TAB. VI.1 – Proportion des événements où les jets, catégorisés selon leur rang en  $p_T$ , peuvent être associés à l'un des quatre gluons de la vérité MC.

$X^{\text{th}}$ leading $p_T$ jet	$\Delta R(\text{jet, gluon}) < 0.6$	$\Delta R(\text{jet, gluon}) > 0.6$
1 <sup>st</sup>	0.85	0.15
2 <sup>nd</sup>	0.83	0.17
3 <sup>rd</sup>	0.79	0.21
4 <sup>th</sup>	0.74	0.26
All jets matched	0.41	

La table VI.1 indique la proportion d'événements où les jets, catégorisés selon leur rang en  $p_T$ , peuvent être associés à l'un des quatre gluons de la vérité MC. La dernière ligne est le produit des lignes précédentes. Il s'agit d'une approximation de la proportion d'événements où les quatre jets de plus haut  $p_T$  peuvent être associés à un gluon vérité. Cette approximation néglige les possibles corrélations. Une des trois combinaison de jets est dite associée à la vérité si pour chaque sgluons de la vérité MC, les deux gluons provenant de la désintégration sont associés ( $\Delta R(\text{jet, gluon}) < 0.6$ ) à deux jets reconstruits et choisis comme candidat dijet dans la combinaison. Figure VI.4 montre la fraction des événements où au moins une des trois combinaisons de jets est associée à la vérité. Pour chaque masse du sgluon de la figure VI.4 la coupure correspondante en  $p_T$  a été appliquée. La fraction d'événements où au moins une des trois combinaisons de jets est associée à la vérité est de  $\sim 40\%$  en accord avec la prédiction de la table VI.1.

Figure VI.5 montre l'efficacité de la procédure de jumelage. L'efficacité est définie comme le nombre d'événements où la combinaison de jets choisie est associée à la vérité, divisé par le nombre d'événements où au moins une des trois combinaisons est associée à la vérité. L'efficacité de la méthode de proximité est proche de 1 pour des masses du sgluon allant de 100 GeV à 200 GeV et décroît de façon linéaire

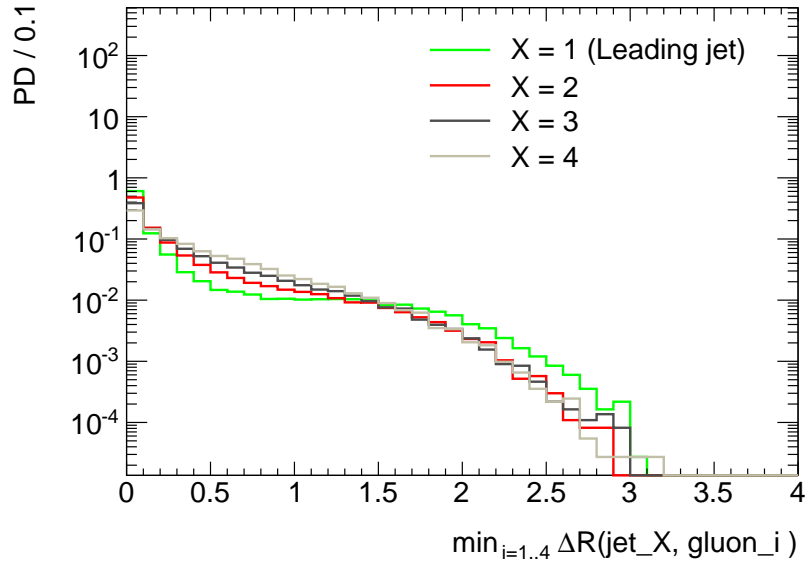


FIG. VI.3 – La distance minimale, en unité de  $\Delta R$ , entre un jet reconstruit et l'un des quatre gluons provenant de la désintégration des sgluons. Les résultats sont donnés séparément pour les 1<sup>er</sup>, 2<sup>nd</sup>, 3<sup>eme</sup> and 4<sup>eme</sup> jets de plus haut  $p_T$ . Seuls les événements contenant au moins quatre jets reconstruits avec un  $p_T > 80$  GeV sont considérés.

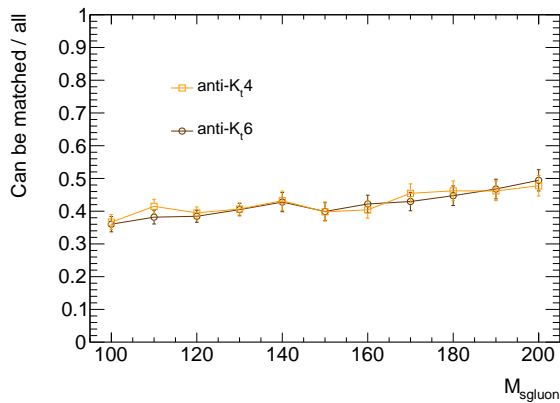


FIG. VI.4 – Fraction des événements où au moins une des trois combinaisons de jets est associée à la vérité.

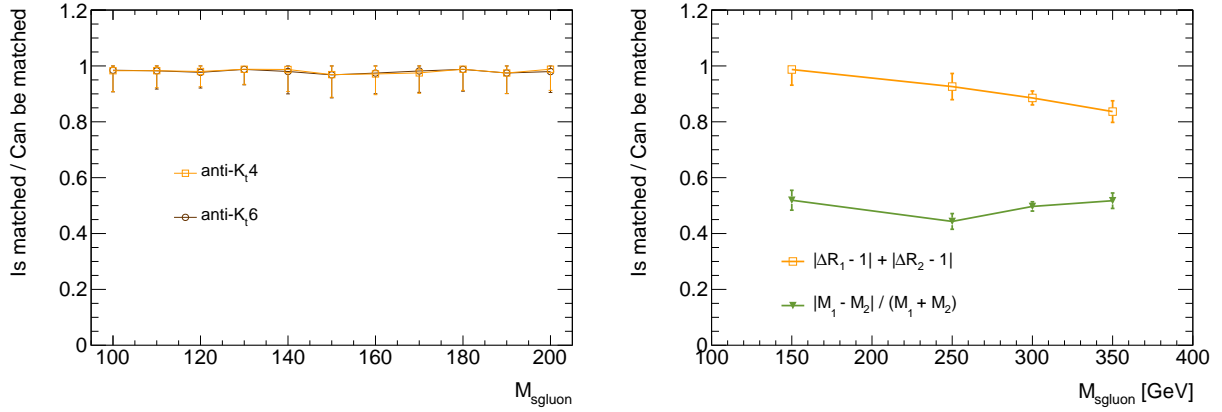


FIG. VI.5 – Efficacité de la méthode de proximité minimisant  $(|\Delta R_{\text{pair1}} - 1| + |\Delta R_{\text{pair2}} - 1|)$  et en minimisant  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$ .

à 0,85 à 350 GeV. Les résultats obtenus pour anti- $K_t$  0,4 et 0,6 dans la figure VI.5 à gauche sont similaires. Cette méthode est comparée à un jumelage alternatif, minimisant  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$  [74]. La figure VI.5 montre que, lorsque le signal produit des jets de haut  $p_T$  la méthode de proximité est plus efficace que la méthode alternative d'un facteur deux.

## VI.2.2 Différence relative des deux masses reconstruites et angle de diffusion

Deux variables discriminantes entre le signal et le fond sont utilisées pour optimiser la recherche en utilisant une méthode de coupures rectangulaires.

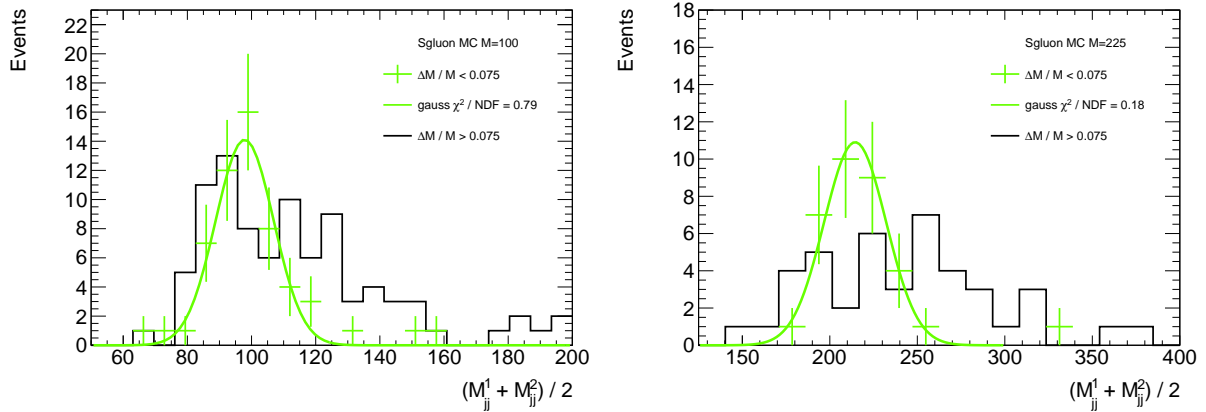


FIG. VI.6 – Effet de la coupure sur  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$  pour le signal. La ligne noire indique les événements avec  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2) > 0,075$  et les points orange avec  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2) < 0,075$ . La normalisation absolue est arbitraire, mais la normalisation relative entre les courbes en noir et vertes est celle attendue. Les coupures sur le  $p_T$  et le  $\Delta R$  ont également été appliquées. La distribution gaussienne décrit de façon satisfaisante le signal pour  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2) < 0,075$ , alors que pour une grande différence de masse la distribution du signal est comparable à celle du bruit de fond.

Afin d'améliorer le rejet du fond, la différence relative entre les deux masses reconstruites est tenu d'être inférieure dans ce chapitre à 7,5%, c'est à dire  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2) < 0,075$ . Cette coupure améliore la résolution sur le pic de masse du signal sans modifier de façon significative la forme du bruit de fond QCD. L'effet sur le signal est illustré sur la figure VI.6 pour le signal après la simulation détaillée du détecteur. Après la coupure la forme du signal est compatible avec une distribution gaussienne, sa largeur est d'environ 10% de la masse.

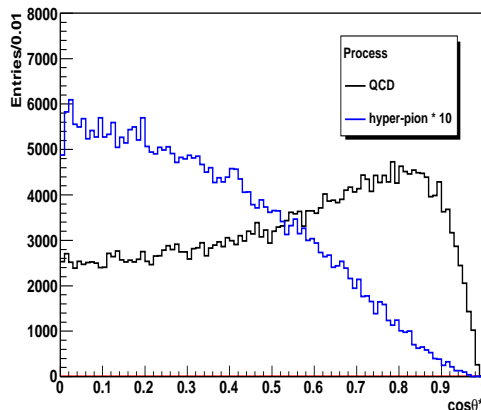


FIG. VI.7 – Distribution de l’angle de diffusion reconstruit défini dans le référentiel d’inertie des quatre jets de plus haute impulsion transverse pour le signal et pour le fond. Pour cette comparaison le signal a été multipliée par un facteur 10.

Une séparation supplémentaire entre le fond et le signal est obtenue en utilisant l’angle de diffusion reconstruit ( $\cos(\theta^*)$ ) défini dans le référentiel d’inertie des quatre jets. L’angle de diffusion des candidats sgluons est défini, après la procédure de jumelage, dans les référentiel de centre de masse des quatre jets de plus haut  $p_T$ . C’est l’angle entre la direction du mouvement des sgluons reconstruits dans le référentiel de centre de masse des quatre jets de plus haut  $p_T$  et la direction du boost entre le laboratoire et le référentiel de centre de masse des quatre jets de plus haut  $p_T$ . Alors que la QCD est piquée dans la région avant, ce qui reflète l’échange de gluons dans la voie t, le signal est produit centralement en raison de la nature scalaire du sgluon. Le distribution du  $\cos(\theta^*)$  est indiquée dans la figure VI.7 pour le signal d’hyper-pion et le fond QCD. Toutes les coupures, sauf la coupure sur l’angle de diffusion ont été appliquées. Pour le signal la distribution est de proche de  $\sin(2\theta^*)$ , la production de particules scalaires est central, tandis que pour le fond QCD la production dans la région avant est plus prononcée. Pour la sélection présenté dans ce chapitre, l’angle de diffusion est tenu d’être inférieur à 0,6.

### VI.3 Estimation du bruit de fond

La moyenne des deux masses reconstruites pour des événements qui passent toutes les coupures est indiquée dans la Figure VI.8 pour un signal d’hyper-pion de  $m_{\tilde{\pi}} = 100$  GeV. Le fond et le signal ont été simulés/reconstruits avec Sherpa et Delphes comme indiqué dans la section VI.1. Les échantillons MC correspondent à une luminosité intégrée de  $1 \text{ fb}^{-1}$  au LHC 7 TeV. On voit dans le figure VI.8 que pour une masse de 100 GeV la distribution du signal, bien que beaucoup plus étroite, est centrée à la même position que celle du fond. La position du maximum du fond QCD (Figure VI.8) est fortement corrélée avec la coupure appliquée sur le  $p_T$  des jets. La coupure minimum applicable sur le  $p_T$  des jets est déterminée par les seuils utilisés dans le système de déclenchement. La coupure à 50 GeV appliquée dans la Figure VI.8 correspond approximativement aux seuils du système de déclenchement utilisé pour les données 2010.

A partir de la distribution de la masses moyenne reconstruite, une possibilité pour déterminer la présence d’un signal est d’utiliser une fonction ayant comme propriétés de pouvoir décrire la distribution du fond et de ne pas pouvoir décrire la somme du fond et du signal. De telles fonctions sont fréquemment utilisées [134, 135] lorsque le signal présente un pic dans la partie décroissante du bruit de fond. Dans ce cas la fonction est ajustée aux données uniquement dans la partie où le fond est décroissant. Il est en effet délicat de trouver une fonction pouvant décrire le maximum et la queue de la distribution du fond avec une bonne précision sans en même temps être capable de décrire le fond plus le signal. La borne inférieur de l’intervall utilisé exclue généralement le maximum attendu pour la distribution de fond ainsi

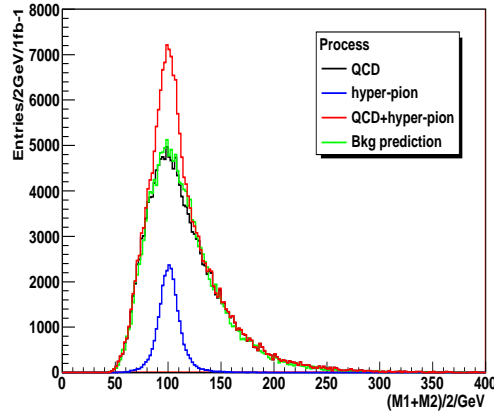


FIG. VI.8 – La masse moyenne reconstruite pour un signal d’hyper-pion de  $m_{\tilde{\pi}} = 100\text{GeV}$ , le fond QCD et la somme du signal ainsi que du fond QCD sont présentés après toutes les coupures pour une luminosité intégrée de  $1\text{ fb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ . La ligne verte est le fond prédit conformément à la méthode ABCD décrite dans le texte.

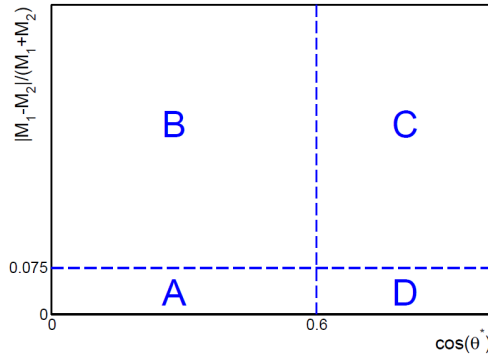


FIG. VI.9 – Les quatre catégories d’événements utilisées dans la méthode ABCD. Les deux variables discriminantes sont l’angle de diffusion  $\cos(\theta^*)$  et la différence de masse relative. La région enrichie en signal correspond à la sélection A.

qu’une petite partie à droite du maximum qui demanderait d’ajouter des degrés de liberté à la fonction pour la décrire.

Utiliser une fonction pour l’estimation du fond ne permet pas d’être sensible aux masses de signal telles que le pic de masse du signal se trouve à gauche ou légèrement à droite du maximum du fond. La région correspondant au maximum du fond offre par définition la plus grande statistique ce qui est intéressant si un signal y est découvert. Cette région peut aussi correspondre à des masses du signal exclues par des études antérieures. Ce fut le cas pour les recherches de résonances dans des états finaux à deux jets en passant du Tevatron au LHC. Par contre le signal étudié dans cette thèse n’est pas exclu pour une masse de  $100\text{ GeV}$ , ce qui correspond à la région où le fond est maximum (maximum dont la position est déterminée par les seuils du système de déclenchement) dans la figure VI.8. Une méthode alternative basée uniquement sur les données est développée pour la détermination de la normalisation et de la forme du fond dans la figure VI.8. Une méthode dite ABCD (ou de la matrice) est utilisée pour prédire la normalisation du fond. Le lot de données est divisé en quatre régions : l’angle de diffusion (inférieur ou supérieur à  $0,6$ ) et la différence de masse relative (inférieur ou supérieur à  $0,075$ ), cf. Figure VI.9. La région avec la pureté du signal la plus élevée pour laquelle il faut estimer la normalisation du fond et sa forme est notée A. Dans l’hypothèse où les deux variables ne sont pas corrélées pour le fond QCD, le

nombre d'événements de fond dans la région de A peut être estimé par :

$$N_{BG}^A = \frac{N_{BG}^B N_{BG}^D}{N_{BG}^C}. \quad (\text{VI.1})$$

Les échantillons MC Sherpa de fond ne montrent pas de corrélation entre les deux variables. Ceci est vérifié avec une grande précision en utilisant les données ATLAS de 2010 dans la figure VI.10 où la corrélation des deux variables est indiquée. Les points superposés sont obtenus avec la méthode de la ROOT ProfileX, ils correspondent à la moyenne et au RMS de la distribution dans le bin X considérée. L'effet de la corrélation entre les différentes régions peut être négligé dans VIII.2 puisque la corrélation est inférieure à 0,2%.

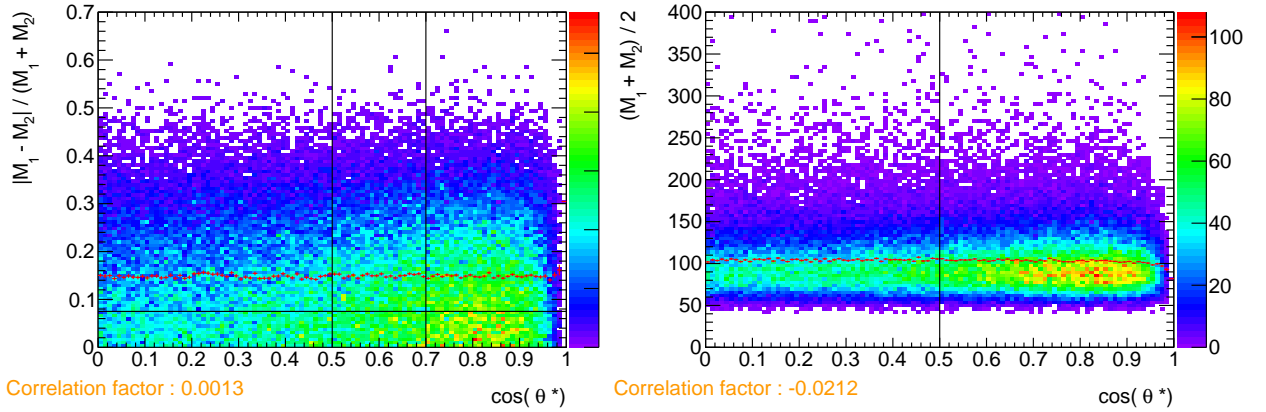


FIG. VI.10 – La différence de masse relative par rapport à l'angle de diffusion est présentée pour le bruit de fond à gauche. La masse moyenne reconstruite est présentée en fonction de l'angle de diffusion à droite. Les lignes indiquent les régions utilisées pour l'estimation du bruit de fond dans l'analyse des données de 2010 et définies dans le tableau VII.4.

Après avoir déterminé la normalisation du fond QCD dans la région A, sa forme est prise dans la région B, où seule la coupure sur l'angle de diffusion est inversée par rapport à la région de signal. Aucune corrélation n'est observée entre les deux variables dans le MC de fond assurant que la forme de la masse moyenne reconstruite est la même dans la région A et B. Cette propriété est vérifiée avec une grande précision par les données ATLAS de 2010 dans la figure VI.10 qui montre la masse moyenne reconstruite en fonction de l'angle de diffusion.

La prédiction du fond par la méthode ABCD est illustrée dans la figure VI.8 où la distribution prédite par la méthode est superposée à la distribution du fond MC que l'on voulait prédire. Tant la forme du fond que sa normalisation sont bien prédites lorsque l'on compare à la vérité MC. Cette méthode a l'avantage de pouvoir décrire la distribution de masse invariante dans sa totalité permettant ainsi d'être sensible à la région de basse masse et donc d'exploiter au mieux les seuils du système de déclenchement. Cette estimation du fond permet aussi d'appliquer une coupure sur le  $p_T$  des jets plus forte que celle induite par les seuils du système de déclenchement. Une telle coupure permet d'augmenter la proportion attendue de signal dans l'échantillon de données sélectionné. Toutefois la contamination du signal doit être prise en compte ce qui est fait dans les chapitres suivants pour les données ATLAS de 2010 et 2011.

## VI.4 Résultats

Les sections efficaces après toutes les coupures sont présentées en fonction de la masse du scalaire dans la figure VI.11 pour le fond QCD et le signal d'hyper-pion. Le fond QCD diminue fortement, comme prévu. La figure VI.12 montre la sensibilité de l'analyse en fonction de la masse de l'hyper-pion. La sensibilité est définie comme l'erreur statistique sur le fond (et sa prédiction) pour  $1\text{fb}^{-1}$  dans une

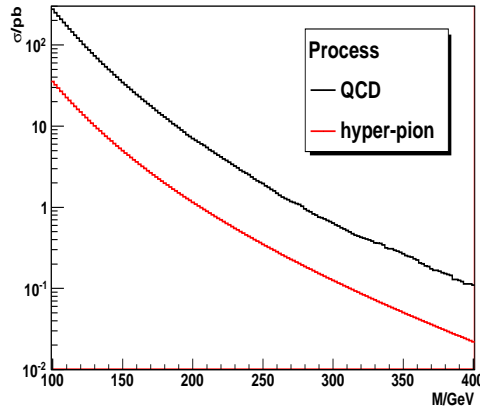


FIG. VI.11 – Sections efficaces après toutes les coupures en fonction de la masse du scalaire pour le fond qcd et le signal d’hyper-pion

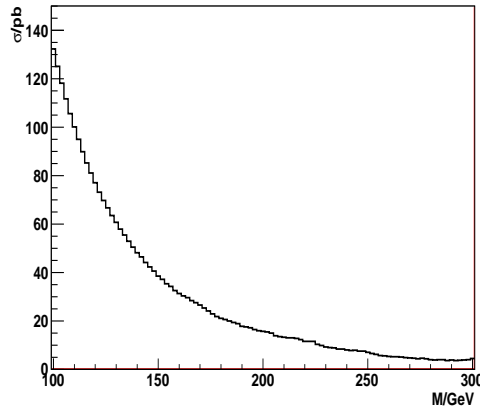


FIG. VI.12 – La sensibilité de l’analyse basée sur l’erreur statistique dans une fenêtre de 40 GeV centrée sur la masse du scalaire.

fenêtre de 40 GeV centrée sur la masse de l’hyper-pion, divisée par l’efficacité et multiplié par 1,64 (semblable à expérience de comptage gaussienne one-sided). Les seuils de déclenchement des expériences augmentant avec la luminosité instantanée, en utilisant une coupure glissant en  $p_T$  (section VI.2), l’analyse est valable pour des masses supérieures à deux fois le seuil de déclenchement.

Pour une masse de 300 GeV la section efficace de l’hyper-pion (sgluon) est de 10 pb (13 pb) et la sensibilité de l’analyse est de 5 pb. Ainsi, même en ajoutant les erreurs expérimentales et le K-facteur inconnu de la section efficace du fond, l’état final quatre-jet peut être observé en dépit de l’énorme fond QCD.

La différence entre la production de paires d’hyper-pions et de sgluons va au-delà d’une normalisation des sections efficaces. L’échange du coloron dans la voie  $-s$  a un impact sur la cinématique et donc sur l’efficacité de la sélection. La distribution de l’impulsion transverse du quatrième jet de plus haut  $p_T$ , pour une masse du signal de 300 GeV, est indiquée dans la figure VI.13. L’échange du coloron dans la voie  $-s$  augmente le  $p_T$  et donc, pour la même analyse, l’efficacité de sélection pour les Hyper-pions et les sgluons n’est pas la même comme indiqué dans la table VI.2. Alors que l’efficacité de sélection pour les hyper-pions est stable, l’efficacité pour les sgluons diminue lentement pour des masses croissantes. Il est intéressant de noter, que l’efficacité de la coupure sur le  $p_T$  des jets se comporte différemment dans les deux cas. Par exemple pour une masse de 500 GeV, une diminution de la coupure sur le  $p_T$  de 20% conduit à une augmentation de l’efficacité de sélection d’un facteur 2 pour les hyper-pions, et

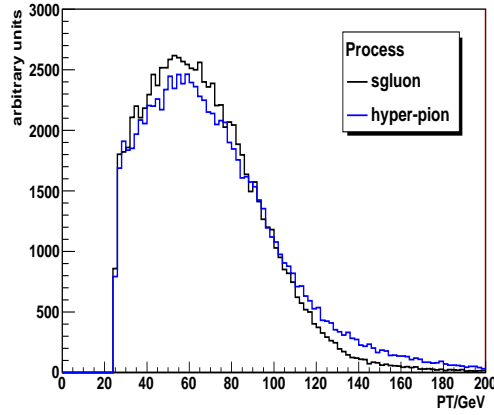


FIG. VI.13 – La distribution du quatrième jet de plus haut  $p_T$  pour le sgluon et pour l’hyper-pion avec une masse du scalaire de 300 GeV (avant les coupures).

d’un facteur 3 pour le sgluons. L’analyse de cette propriété pourrait permettre de discriminer les deux modèles.

	100 GeV	225 GeV	300 GeV	500 GeV
hyper-pion	0.9%	1.1%	1.2%	1.2%
sgluon	0.6%	0.4%	0.3%	0.2%

TAB. VI.2 – Efficacités de sélection en fonction de la masse scalaire.

Une question intéressante est de savoir si la masse du coloron peut être reconstruite. Pour répondre à cette question, nous considérons la masse invariante des deux candidats scalaires reconstruits. Comme on peut le voir sur la figure VI.14 (panneau du haut) pour les faibles masses, la distribution est différente pour l’hyper-pion et pour le sgluon, la masse du coloron est bien reconstruite au dessus de la production QCD non-résonante présente dans les deux modèles. Pour des masses de 300 GeV ainsi que 500 GeV comme sur la figure VI.14 (panneau du milieu et du bas), la différence dans la normalisation est sensible, comme attendu à partir des tables VI.2 et III.1. Néanmoins la distribution devient très large à haute masse et dans le but de différencier les deux hypothèses, le fond réel QCD (plus grand que le signal) devra être traité. Bien que les différences de signaux soient assez frappantes, une luminosité intégrée beaucoup plus large que  $1\text{fb}^{-1}$  sera nécessaire pour conclure sur le modèle sous-jacent. Une autre façon de vérifier l’existence de l’hyper-rho est d’étudier sa production par paire. La signature  $pp \rightarrow \tilde{\rho}\tilde{\rho} \rightarrow 4\tilde{\pi} \rightarrow 8\text{jets}$  a été étudiée dans refs [11, 76, 77] démontrant un fort potentiel de découverte au LHC.



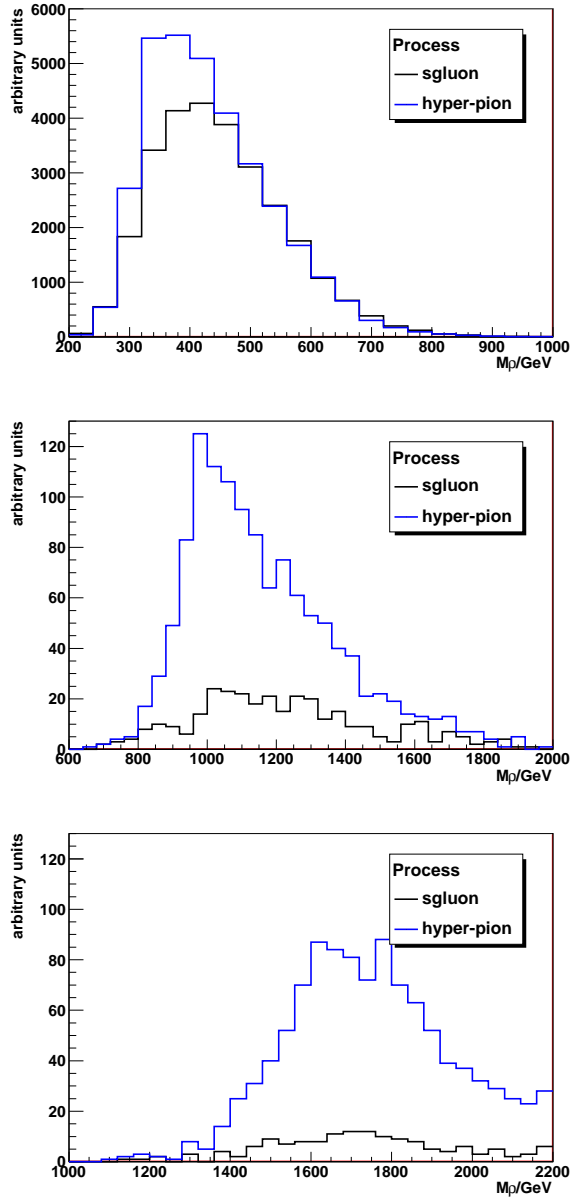


FIG. VI.14 – La distribution de la masse reconstruite du coloron après toutes les coupures pour le modèle avec hyper-pions et le modèle avec sgluons. De en haut en bas les distributions correspondent à des masses scalaires de 100, 300 et 500 GeV. Dans le scénario d’hyper-couleur, les masses correspondantes du coloron sont 333, 1000 et 1667 GeV respectivement.

# Chapitre VII

## Analyse de l'échantillon de données 2010

Je me suis cherché moi même.

Héraclite

### Sommaire

---

<b>VII.1 Simulations Monte Carlo</b> . . . . .	<b>73</b>
<b>VII.2 Échantillon de données, jets et chaîne de déclenchement</b> . . . . .	<b>74</b>
<b>VII.3 Selection des évènements et reconstruction de la masse invariante du sgluon</b> . . . . .	<b>75</b>
<b>VII.4 Comparaison Data - Monte Carlo</b> . . . . .	<b>77</b>
<b>VII.5 Estimation du bruit de fond à partir des données</b> . . . . .	<b>78</b>
VII.5.1 Validation Monte Carlo . . . . .	79
VII.5.2 Contamination attendue du signal dans les régions de contrôles . . . . .	80
<b>VII.6 Résultats</b> . . . . .	<b>81</b>
VII.6.1 Résultats de l'estimation du fond . . . . .	81
VII.6.2 Incertitudes systématiques . . . . .	81
VII.6.3 Construction de la fonction de vraisemblance . . . . .	84
VII.6.4 Limites sur la section efficace de production des sgluons . . . . .	85

---

Les données accumulées au cours de l'année 2010 ont permis de mettre en oeuvre l'analyse développée dans la partie précédente. Cette partie décrit la recherche des scalaires octets de couleur dans un état final à quatre jets en utilisant l'intégralité des données enregistrées par ATLAS dans l'année 2010 et publiée dans [136]. Après avoir décrit les simulations MC incluant maintenant la simulation du détecteur ATLAS, l'analyse est optimisée grâce à ces échantillons. Les données sont ensuite comparées aux simulations MC du fond QCD. Enfin le spectre de masse invariant est analysé à la recherche de scalaires octets de couleur en utilisant une fonction de vraisemblance incluant les incertitudes comme paramètre de nuisance.

### VII.1 Simulations Monte Carlo

Les générateurs MC ALPGEN et PYTHIA sont utilisés pour modéliser le fond QCD. La production de sgluons est générée grâce au package PythiaSgluon.i utilisant un calcul LO.

#### Bruits de fond du MS

Des simulations MC sont effectuées pour modéliser le bruit de fond QCD. Des lots d'évènements sont générés avec ALPGEN [137] utilisant la "MLM matching scheme" et interfacés à HERWIG [138] pour la parton shower et le processus de fragmentation et à JIMMY [139] pour la simulation de l'évènement

sous-jacent. Les lots d'évènements ALPGEN sont générés avec les fonctions de densité de partons (PDF) CTEQ6L1 [85]. Des lots d'évènements sont aussi générés avec PYTHIA [101] en utilisant les fonctions de densité de partons (PDF) LO\* MRST [140]. Les MC PYTHIA et ALPGEN ont été générés par tranches de  $p_T$  (du parton de plus haut  $p_T$  pour PYTHIA et des N-partons de plus haut  $p_T$  pour ALPGEN). Les différents échantillons utilisés dans l'analyse sont détaillés dans la table VII.1 pour PYTHIA et dans la table VII.2 pour ALPGEN. Les échantillons ont neuf millions d'évènements pour PYTHIA et deux millions pour ALPGEN. Les échantillons J3,J4,J5, correspondant à des  $p_T$  allant de 70 à 560 GeV dominent l'espace de phase étudié dans cette analyse. Tous les échantillons sont ensuite passés à la simulation détaillée du détecteur ATLAS. Les conditions de pile-up sont simulées pour une moyenne de 2.2 interactions par croisement de paquets. Un étalement supplémentaire de 10% est appliqué à l'énergie des jets dans les simulations Monte Carlo afin de correspondre à la résolution observée, en accord avec la prescription du groupe de travail JET/EtMiss [141].

TAB. VII.1 – Les différents échantillons MC PYTHIA. Pour chaque échantillon, la coupure en  $p_T$  ainsi que la section efficace (X) et le nombre d'évènements générés (N) sont indiqués.

Échantillons $p_T$ (GeV)	J0	J1	J2	J3	J4	J5	J6	J7	J8
	8-17	17-35	35-70	70-140	140-280	280-560	560-1120	1120-2240	>2240
X (nb)	1.2E+07	8.0E+05	4.8E+04	2.5E+03	9.9E+01	2.5E+00	3.5E-02	1.3E-04	5.6E-09
N(K)	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000

TAB. VII.2 – Les différents échantillons MC ALPGEN. Pour chaque échantillon, la coupure en  $p_T$  ainsi que la section efficace (X) et le nombre d'évènements générés (N) sont indiqués.

Échantillons $p_T$ (GeV)	J1 8-35		J2 35-70		J3 70-140		J4 140-280		J5 280-560 or > 280		J6 >560	
	X (pb)	N(K)	X (pb)	N(K)	X (pb)	N(K)	X (pb)	N(K)	X (pb)	N(K)	X (pb)	N(K)
NjetsNp2	2.9E+08	100	1.3E+07	100	4.2E+05	100	1.0E+04	100	2.1E+02	20	2.8E+00	1
NjetsNp3	1.6E+07	100	1.0E+07	100	7.6E+05	100	2.7E+04	100	6.5E+02	20	9.7E+00	1
NjetsNp4	1.9E+06	100	2.3E+06	100	4.4E+05	100	2.5E+04	100	8.2E+02	20	1.2E+01	1
NjetsNp5	1.9E+05	100	4.9E+05	100	1.7E+05	100	1.5E+04	100	6.2E+02	20	1.0E+01	1
NjetsNp6	1.9E+04	100	1.0E+05	100	5.9E+04	100	9.4E+03	100	5.1E+02	20	1.0E+01	1
BBjetsNp0	1.6E+06	10	6.0E+04	10	1.9E+03	10	4.8E+01	10	9.5E-01	2		
BBjetsNp1	2.8E+05	10	1.9E+05	10	1.2E+04	10	3.8E+02	10	7.1E+00	2		
BBjetsNp2	6.7E+04	10	7.6E+04	10	1.2E+04	10	6.5E+02	10	1.6E+01	2		
BBjetsNp3	9.4E+03	10	2.2E+04	10	7.1E+03	10	5.7E+02	10	1.8E+01	2		
BBjetsNp4	1.3E+03	10	6.5E+03	10	3.8E+03	10	5.5E+02	10	2.7E+01	1		

## Signal

Le package PythiaSgluon.i [131] est utilisé pour simuler la production de paires de sgluons dans l'environnement software d'ATLAS. Ces échantillons sont ensuite passés à la simulation détaillée du détecteur ATLAS. Des échantillons de signaux d'évènements de 10K chacun pour  $M_{sgluon} = 100$  à 200 GeV et un point à 225 GeV ont été générés par la production centrale de la collaboration dans la production MC10. Les conditions de pile-up sont simulées pour une moyenne de 2.2 interactions par croisement de paquets.

## VII.2 Échantillon de données, jets et chaîne de déclenchement

L'échantillon de données employé est défini ainsi que la chaîne de déclenchement et les jets utilisés dans l'analyse des données de 2010.

### Échantillon de données

Les périodes F à I sont reconstruites avec la version 16 de ATHENA. Toutes les données sont dérivées des streams JetTauEtMiss et MinBias. L'analyse est effectuée sur des données au format NTUP\_JETMET

(tag de production p417). Certaines périodes de la prise de données sont rejetées avec la GoodRunList<sup>1</sup> (GRL). Un évènement doit contenir au minimum un vertex avec quatre traces associées.

### Définition des jets

Les jets sont reconstruits en utilisant l'algorithme de clustering anti- $k_t$  [96] avec un paramètre de distance  $R = 0,6$ . Le paramètre 0,6 est préféré à 0,4 en raison de la résolution en énergie, meilleure pour 0.6 dans les données 2010 [141]. Les jets sont créés à partir de TopoClusters calibrés à l'échelle EM. Les jets qui en résultent sont calibrés, selon la méthode expliquée dans la partie V, en utilisant une correction dépendante de  $\eta$  et  $p_T$  (EMJES) [142]. Tous les jets présélectionnés dans l'analyse doivent avoir  $p_T > 20\text{GeV}$  et  $|\eta| < 2.8$ . Une série de coupures de nettoyage est appliquée sur les jets pour éliminer des effets de détecteurs divers. Un évènement est rejeté si l'un des quatre jets de plus haut  $p_T$  est étiqueté comme mauvais selon la définition de [143]. Dans l'ensemble, cette sélection réduit la statistique disponible de moins de 0.1%.

### Chaîne de déclenchement

Une luminosité intégrée de  $34 \text{ pb}^{-1}$  a été enregistrée avec le trigger L1\_4J5 dans le flux JetTauEtMiss avec une incertitude de 3.4% [144]. Le prescaling du trigger L1\_4J5 à la fin de l'année 2010 a été pris en compte et la réduction de la luminosité est inférieure à 3%. L'efficacité du trigger est étudiée dans la partie V.4 avec les données du trigger L1\_MBTS\_2 dans le stream minimum bias. Le trigger L1\_4J5 atteint une efficacité de 95% à environ 45 GeV et de 99% à 55 GeV comme indiqué dans la partie V.4.

## VII.3 Selection des évènements et reconstruction de la masse invariante du sgluon

Les variables des coupures rectangulaires présentées dans le chapitre précédant sont réutilisées mais les valeurs utilisées pour les coupures rectangulaire sont réévaluées et optimisées dans cette partie. Tant le ratio  $S/\sqrt{B}$  que  $S/B$  sont utilisés pour optimiser les coupures. Comme le bruit de fond QCD est très grand,  $S/B$  est un indicateur important pour éviter de dégrader une limite avec une erreur systématique.

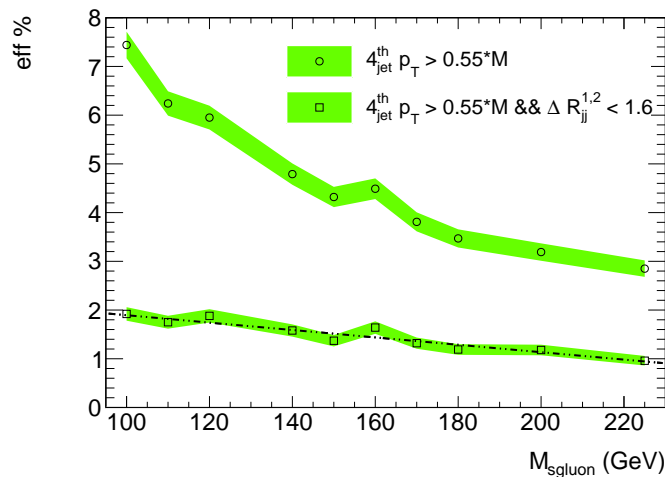


FIG. VII.1 – L'efficacité de sélection du signal après les coupures sur le  $p_T$  des jets (cercles) et  $\Delta R_{jj}$  (carrés) en fonction de la masse sgluon. La bande verte est l'incertitude statistique du Monte Carlo.

Une coupure en  $p_T$  est appliquée sur les quatre jets de plus haut  $p_T$ . Pour améliorer la sensibilité de l'analyse, le seuil en  $p_T$  est adapté en fonction de la masse du signal et tous les quatre jets sont tenus

<sup>1</sup>merged\_grl\_PeriodABCDEFGHIJ.152166.206-167776.546.SMjet\_nomuon\_7TeV\_noHLT\_A-F\_E1\_E4.removed.xml

d'avoir un  $p_T$  supérieur à 55% de la masse du sgluon :  $4^{th} \text{ jet } p_T > 0.55 \times M_{\text{sgluon}}$ . L'analyse sonde des masses du sgluon supérieures à 100 GeV, où L1\_4J5 atteint une efficacité de 99%. L'efficacité qui en résulte pour le signal est dans la gamme de 3-7% comme le montre la figure VII.1 (cercles). A titre

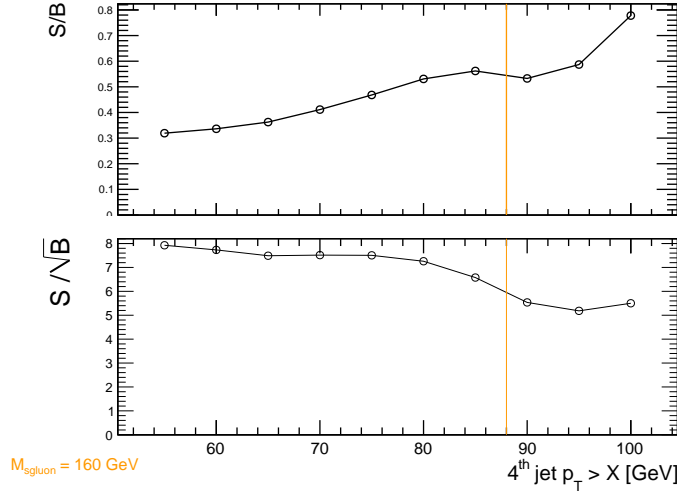


FIG. VII.2 – Effet marginal de la coupure sur le  $p_T$  sur  $S/B$  et  $S/\sqrt{B}$  pour une masse du sgluon de 160 GeV.

d'exemple, la figure VII.2 montre l'effet marginal de la coupure sur l'impulsion transversale pour une masse du sgluon de 160 GeV. La sélection sur le  $p_T$  des jets améliore le rapport signal sur fond d'un facteur deux.

Pour reconstruire les deux candidats sgluons la méthode de proximité est utilisée : les quatre jets de plus haut  $p_T$  dans l'événement sont jumelés en minimisant  $|\Delta R_{ij} - 1| + |\Delta R_{kl} - 1|$  (où  $i, j, k, l$  désignent les quatre jets de plus haut  $p_T$ ) et les événements où l'une des deux résonances est reconstruite avec deux jets séparés par plus de  $\Delta R_{ij} = 1,6$  sont rejetés. L'efficacité après les coupures en  $p_T$  et en  $\Delta R$  est de 2% à 100 GeV et de 1% pour 225 GeV comme le montre la figure VII.1.

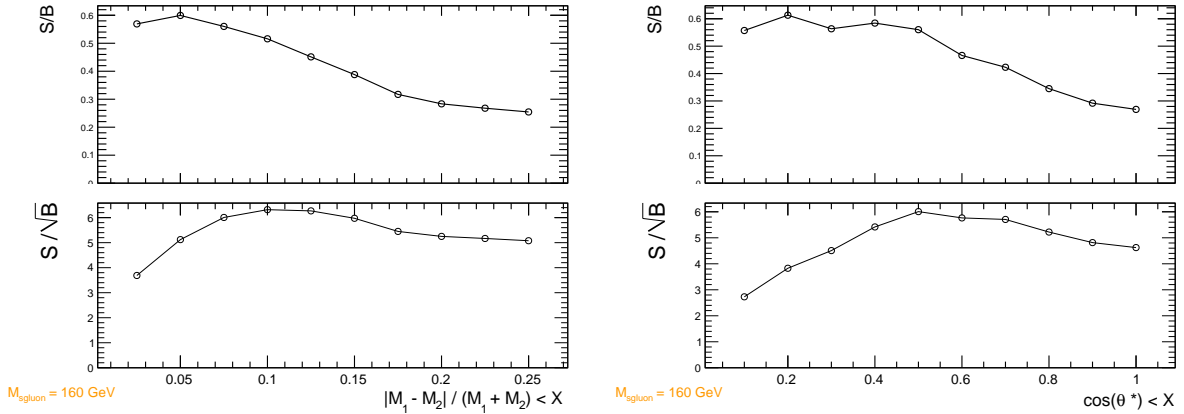


FIG. VII.3 – L'effet marginal sur  $S/B$  et  $S/\sqrt{B}$  de la coupure sur la différence de masse relative (à gauche) et sur l'angle de diffusion (à droite) pour une masse du sgluon de 160 GeV.

L'effet marginal de la coupure sur la différence de masse relative est illustré dans la figure VII.3.  $S/B$  diminue lentement, tandis que  $S/\sqrt{B}$  augmente à mesure que la coupure est resserrée et diminue lors du passage en dessous de 0,1. Afin d'améliorer le rejet du bruit de fond, la différence relative entre les deux masses reconstruites est tenue d'être inférieure à 7,5% :  $|M_1 - M_2| / (M_1 + M_2) < 7,5\%$ . L'effet marginal de la coupure sur l'angle de diffusion est illustré dans la figure VII.3 pour une masse de 160 GeV. Pour

$S/\sqrt{B}$ , un plateau est observé entre 0,5 et 0,7. Une coupure sur l'angle de diffusion est placée à 0,5 ( $|\cos(\theta^*)| < 0,5$ ) conduisant à une efficacité de 0,62% pour une masse de 100 GeV et 0,32% pour une masse de 225 GeV.

## VII.4 Comparaison Data - Monte Carlo

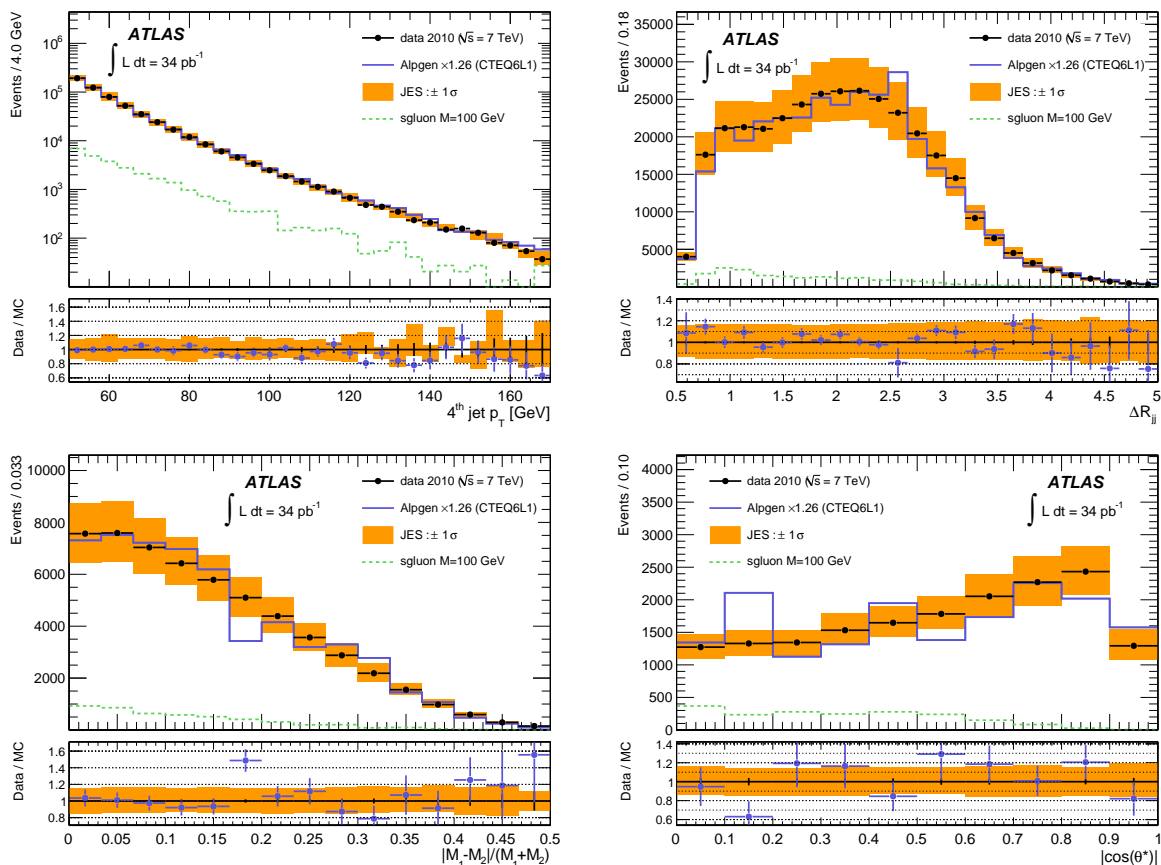


FIG. VII.4 – Les variables cinématiques à différents stades de l'analyse. Les données (points) sont comparés à l'échantillon ALPGEN QCD (ligne continue). Le bande solide correspond à un changement  $\pm 1\sigma$  dans l'échelle d'énergie des jets. Le rapport données/MC est également montré avec son incertitude statistique, qui est dominée par celle du MC. La ligne en pointillés correspond à un signal de sgluon de 100 GeV. (en haut à gauche) L'impulsion transverse du quatrième jet de plus haut  $p_T$ . (en haut à droite) La distribution  $\Delta R_{jj}$  pour le candidat sgluon reconstruit avec le jet de plus haute impulsion transverse après l'application de la coupure sur le  $p_T$  des jets de 55 GeV et le jumelage des quatre jets principaux en deux candidats sgluon. (en bas à gauche) La différence de masse relative après les coupures sur le  $p_T$  des jets et la séparation  $\Delta R_{jj}$ . (en bas à droite) l'angle de diffusion dans le référentiel d'inertie des quatre jets principaux est présenté après toutes les autres coupures.

Les variables cinématiques utilisées dans l'analyse sont comparées à la simulation du bruit de fond QCD à différents stades de l'analyse dans la figure VII.4. Les données sont les points noirs et le Monte Carlo est la ligne bleue. Les données et les ratios MC sont présentés. La ligne verte est l'échantillon de signal pour un sgluon d'une masse de 100 GeV. La bande orange est la propagation d'un changement de  $\pm 1\sigma$  dans la JES [142]. La figure VII.4 (en haut à gauche) montre la distribution de l'impulsion transverse du quatrième jet de plus haut  $p_T$  après la GRL et la sélection du vertex pour les événements ayant 4 jets avec  $p_T > 50$  GeV. L'échantillon MC ALPGEN est normalisé aux données à ce stade. Le facteur k de 1.26 est comparable à celui (1,11 ou 1,22 en fonction de tune ALPGEN) obtenu dans [145] pour

une sélection différente. Cette normalisation est utilisée pour toutes les figures suivantes. La figure VII.4 (en haut à droite) montre la distribution  $\Delta R_{jj}$ , après l'application de la coupure à 55 GeV sur le  $p_T$ , entre les deux jets de désintégration du sgluon reconstruit avec le jet de plus haut  $p_T$  de l'événement. La différence de masse relative ( $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$ ) est présentée après les coupures en  $p_T$  et  $\Delta R_{jj}$  dans la figure VII.4 (en bas à gauche). L'angle de diffusion est montré après toutes les coupures sauf celle sur l'angle de diffusion dans la figure VII.4 (en bas à droite).

Cut	data	ALPGEN QCD	sgluon MC	Sgluon/ALPGEN QCD
4 jets $p_T > 50$ GeV	568421	$568000 \pm 8000$	$27900 \pm 800$	4.9%
4 jets $p_T > 55$ GeV	340429	$336000 \pm 6000$	$19000 \pm 700$	5.6%
$\Delta R_{jj} < 1.6$	56131	$55400 \pm 1900$	$4900 \pm 350$	8.8%
$ M_1 - M_2 /(M_1 + M_2) < 0.075$	16958	$16800 \pm 1100$	$1910 \pm 220$	11.4%
$ \cos(\theta^*)  < 0.5$	6937	$7700 \pm 800$	$1450 \pm 190$	18.9%

TAB. VII.3 – Sélection pour l'échantillon MC ALPGEN QCD et l'échantillon MC de signal ( $M_{\text{sgluon}} = 100$  GeV). L'échantillon MC ALPGEN QCD est normalisé aux données après la première coupure.

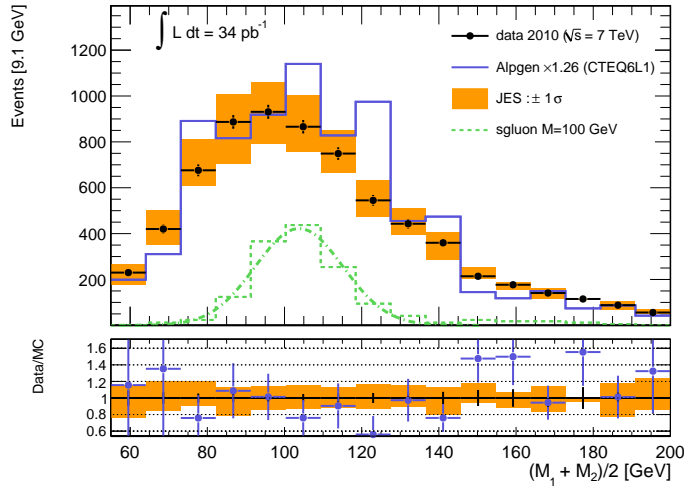


FIG. VII.5 – La masse moyenne reconstruite, après toutes les coupures pour un sgluon de 100 GeV. Les données sont comparées à ALPGEN multiplié par un facteur 1,26.

Les données sont bien décrites par les simulations ALPGEN. La sélection est indiquée dans le tableau VII.3 pour les données, ALPGEN et pour un sgluon de 100 GeV. La masse moyenne reconstruite après cette sélection, illustrée dans la figure VII.5, est utilisée comme variable discriminante finale.

## VII.5 Estimation du bruit de fond à partir des données

Bien que la description des données par le MC soit satisfaisante, il est préférable de tirer le bruit de fond à partir des données seules. La méthode ABCD décrite dans la partie VI est utilisée pour estimer la normalisation du fond dans la région de signal. L'échantillon de données est divisé en un région de signal (A) et trois régions dominées par le fond (BCD). La normalisation est dérivée du rapport des événements dans les régions de contrôles :  $N_A^{\text{extrapolation}} = N_B \cdot N_C / N_D$ . Les variables utilisées pour définir les différentes régions sont l'angle de diffusion  $|\cos(\theta^*)|$  et la différence de masse relative  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$ . Les régions, définies dans le tableau VII.4, sont choisies comme un compromis entre

une faible contamination venant du signal et l'erreur statistique dans les régions B, C et D qui entre dans l'erreur sur la prédiction du fond.

Region	Selection
A	$ \cos(\theta^*)  < 0.5$ and $ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) < 7.5\%$
B	$ \cos(\theta^*)  > 0.7$ and $ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) < 7.5\%$
C	$ \cos(\theta^*)  < 0.5$ and $ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) > 7.5\%$
D	$ \cos(\theta^*)  > 0.7$ and $ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) > 7.5\%$

TAB. VII.4 – Définition des quatre régions pour la détermination du fond. La région A est la région de signal.

Comme expliqué dans la partie VI, la forme de la distribution du fond dans la région signal est prise dans la région B de contrôle. La différence est qu'afin de lisser la prédiction du fond et de réduire l'erreur statistique sur cette prédiction, la forme du fond dans la région B est paramétrée par la fonction suivante :

$$f(x) = (x - p_1)^{p_2} \cdot e^{-x \cdot p_3 - x^2 \cdot p_4}, \quad (\text{VII.1})$$

où  $p_1, p_2, p_3, p_4$  sont les paramètres libres et  $x$  la masse reconstruite moyenne. Le premier terme décrit la montée de la distribution, tandis que les autres modèlisent sa queue.

### VII.5.1 Validation Monte Carlo

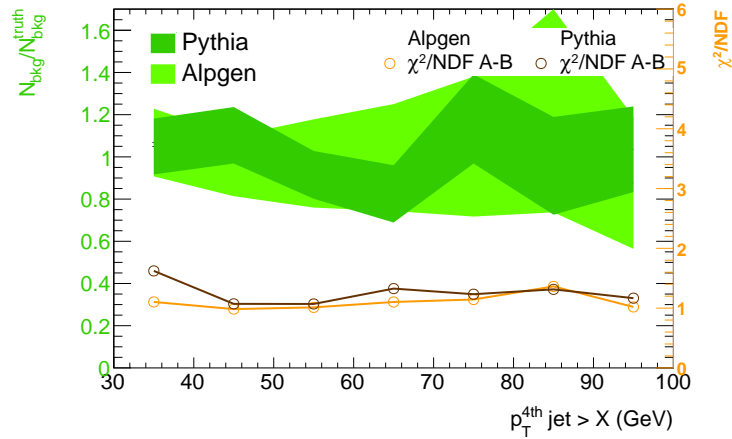


FIG. VII.6 – Résultat de la méthode ABCD pour ALPGEN et PYTHIA. Les bandes vertes montrent le rapport entre le nombre d'événements dans la région du signal et la prédiction ABCD avec son incertitude statistique. Les lignes montrent le  $\chi^2/\text{NDF}$  entre les distributions de la masse reconstruite moyenne dans la région A et B.

La méthode ABCD est appliquée à la simulation QCD MC pour la validation. Les résultats sont présentés dans la figure VII.6 en fonction de la coupure en  $p_T$  pour ALPGEN et PYTHIA. Les bandes vertes indiquent le rapport entre le nombre d'événements dans la région du signal et l'extrapolation obtenue par la méthode de la matrice ainsi que son erreur statistique. Le rapport est compatible avec 1 compte tenu des incertitudes statistiques. Les lignes avec des points vides montrent le  $\chi^2$  divisé par le nombre de degrés de liberté (NDF) calculé entre la distribution de la masse moyenne reconstruite dans la région A et B.



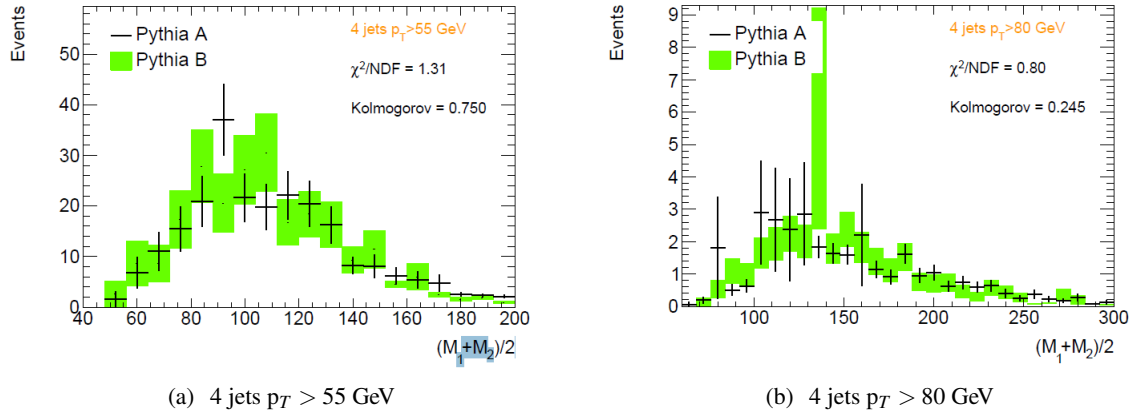


FIG. VII.7 – Comparaison de la distribution de la masse moyenne entre les régions A et B (PYTHIA QCD MC) pour deux différentes coupures en  $p_T$ . Les fluctuations dans l'incertitude statistique reflètent les différents poids des différents échantillons de Monte Carlo.

Les distributions dans la région A et B sont présentés dans la figure VII.7 pour une coupure de 55 et 80 GeV sur le  $p_T$  des jets. La distribution dans la région B a été normalisée par le résultat de la matrice. Les distributions sont compatibles. Pour vérification, la coupure sur l'angle de diffusion a été fixée à 0,6. Les formes et normalisations étaient toujours en bon accord.

### VII.5.2 Contamination attendue du signal dans les régions de contrôles

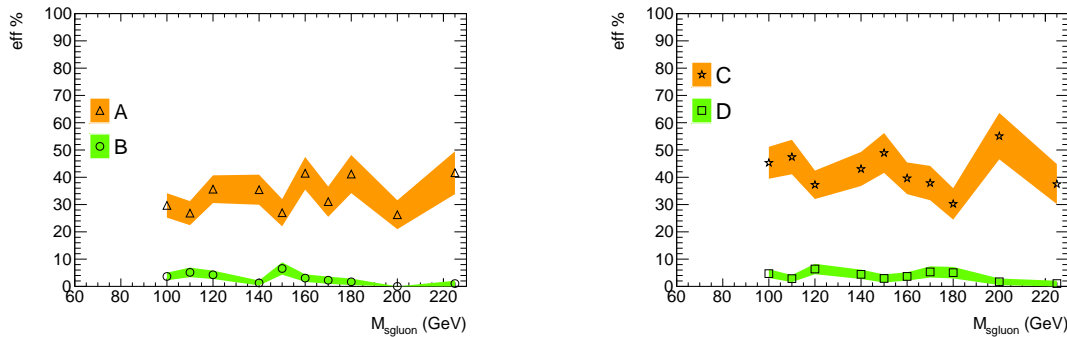


FIG. VII.8 – Efficacité de la sélection pour le signal en fonction de la masse du signal.

La contamination du signal attendue est étudiée avec les échantillons MC sgluon. Figure VII.8 montre l'efficacité de la sélection sur le signal dans chaque régions. Pour chaque masses la coupure correspondante sur le  $p_T$  des jets est appliquée. L'efficacité dans une région, illustrée sur la figure VII.8, est définie comme le nombre d'événements dans la région divisé par le nombre total d'événements après la coupure sur  $p_T$  et sur  $\Delta R$ . La contamination dans la région B, où la forme du fond est extraite, est environ cinq fois plus petite que dans la région de signal (A). Ainsi, un signal gênerait l'accord entre les formes dans les régions A et B. Dans les régions C et D, la forme du signal est plus semblable à celle du fond (Figure VI.6) donc, même avec l'efficacité la plus élevée des quatre régions, la région C n'est pas considérée comme la région de signal. Dans ces deux régions, la contamination du signal est simulée en renormalisant la distribution du fond tandis que dans les régions A et B une gaussienne est utilisée. A titre d'exemple la contamination attendue dans chaque région est représentée dans la table VII.5 pour une masse du sgluon de 100 GeV et la section efficace nominale (7,5 nb). Dans la table VII.5, le nombre d'événements de signal est pris dans le Monte Carlo et le nombre d'événements de fond à partir des données.

Region	Contamination	N
A	$16 \pm 2\%$	6937
B	$3 \pm 1\%$	5865
C	$9 \pm 1\%$	15619
D	$1 \pm 1\%$	13601

TAB. VII.5 – La contamination du signal dans chaque région de la méthode ABCD ainsi que les statistiques de la région (données). Une masse du sgluon de 100 GeV avec la section efficace nominale (7,5 nb) et une coupure sur le  $p_T$  des jets de 55 GeV sont utilisés. La contamination et la population relative des quatre régions est similaire pour les autres masses.

## VII.6 Résultats

Les résultats de l'estimation du fond sont présentés et une fonction de vraisemblance est construite pour évaluer la présence d'un possible signal de type sgluon dans les données en tenant compte des incertitudes statistiques et systématiques.

### VII.6.1 Résultats de l'estimation du fond

Les résultats obtenus avec les données sont présentés dans les figures VII.9 et VII.10 pour les masses de 100 à 190 GeV avec un pas 10 GeV, correspondant à une coupure sur le  $p_T$  des jets de 55 à 104 GeV. Les données de la région de signal (région A) sont comparées aux données de la région de contrôle (région B) mise à l'échelle par le résultat de la matrice. Chaque figure montre également le résultat de l'ajustement dans la région B des paramètres de la paramétrisation définie dans l'équation VII.1 et mis à l'échelle par le résultat de la matrice. Le signal attendu dans la région A et B est également présenté.

La table VII.6.1 montre le nombre d'événements dans la région du signal, la prédiction ABCD, le  $\chi^2/NDF$  entre les formes dans les régions A et B et la compatibilité de la fonction d'ajustement avec les données dans la région B ( $\chi^2/NDF(B)$ ). Un bon accord est observée entre le fond prédit et les données.

### VII.6.2 Incertitudes systématiques

L'incertitude sur la luminosité intégrée est estimée à 3,4% [144]. L'efficacité de déclenchement est estimée dans le flux de biais minimum à  $99 \pm 1\%$ . L'acceptance du signal et la contamination sont prises à partir des échantillons Monte Carlo de signal avec une incertitude statistique de l'ordre de 5% obtenue par un ajustement linéaire de l'acceptance en fonction de la masse du sgluon. L'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets est propagée sur le signal en utilisant le JESprovider [142] (JetUncertainties-00-03-01) et des modèles de distribution correspondants à un décalage de  $\pm 1\sigma$  sont dérivés. Un deuxième effet sur le signal de l'incertitude sur la JES est un décalage de  $\pm 2\%$  de la position du pic de masse du signal. Enfin, la résolution en énergie des jets a un impact sur la largeur du pic de masse du signal. L'effet est évaluée à 10% en procédant à un étalement gaussien de l'énergie des jets de 4% selon la recommandation du groupe Jet/EtMiss. La dépendance de l'efficacité sur le choix de PDF utilisées dans la génération du signal est estimé par la repondération des simulations du signal et est estimée à moins de 2%. La prédiction du fond par la matrice ABCD fonctionne dans le Monte-Carlo à l'intérieure de l'écart type. Une erreur systématique, qui reflète les statistiques du test de fermeture en l'absence d'un signal de nouvelle physique, est donc affectée à la prévision du fond par la matrice. Les différentes sources d'incertitudes systématiques et leurs effets sont résumés dans la table VII.6.2.

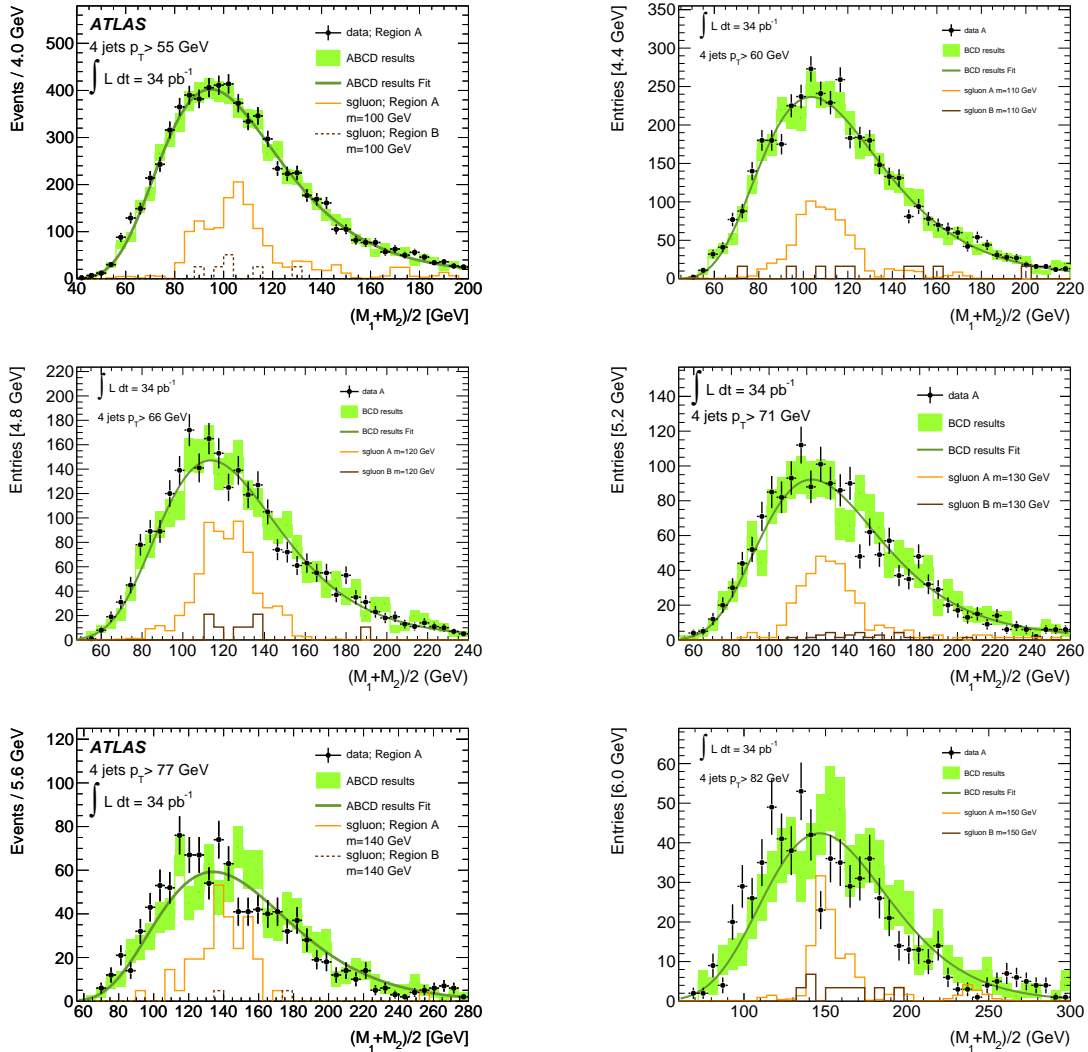


FIG. VII.9 – Comparaison de la prévision de la méthode de la matrice et des données observées dans la région de signal. Les rectangles verts sont les données de la région B mises à l'échelle par le résultat de la matrice. La ligne verte est l'ajustement des données dans la région B mis à l'échelle par le résultat de la matrice. Les points noirs sont les données dans la région de signal (région A). L'histogramme orange clair (sombre) montre le signal dans la région A (B) pour la masse indiquée dans la légende et pour la section efficace nominale du sgluon.

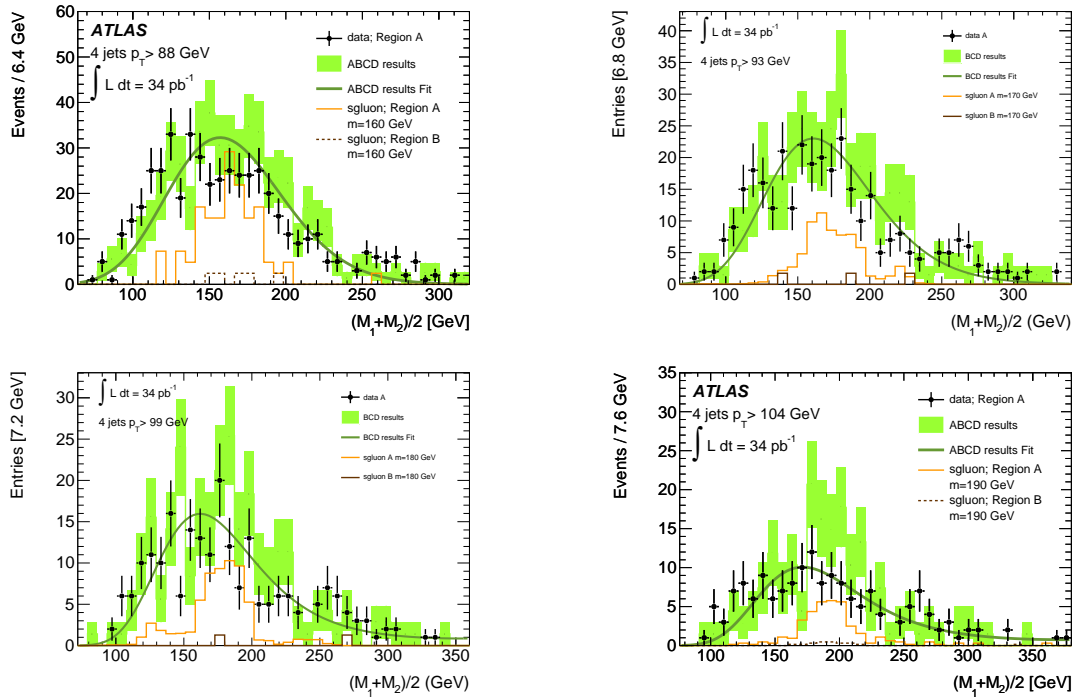


FIG. VII.10 – Comparaison de la prévision de la méthode de la matrice et des données observées dans la région de signal. Les rectangles verts sont les données de la région B mises à l'échelle par le résultat de la matrice. La ligne verte est l'ajustement des données dans la région B mis à l'échelle par le résultat de la matrice. Les points noirs sont les données dans la région de signal (région A). L'histogramme orange clair (sombre) montre le signal dans la région A (B) pour la masse indiquée dans la légende et pour la section efficace nominale du sgluon.

$p_T$ Seuil ( $4^{th}$ jet) [GeV]	data	ABCD prédiction	$\chi^2/NDF(A,B)$	$\chi^2/NDF(B)$
49	11732	$11410 \pm 150$	1.31	0.77
55	6937	$6740 \pm 120$	1.02	1.05
60	4098	$3980 \pm 90$	0.85	1.09
66	2532	$2460 \pm 70$	1.04	0.87
71	1590	$1580 \pm 60$	1.18	0.98
77	1069	$1030 \pm 50$	1.39	0.61
82	701	$720 \pm 40$	1.59	1.04
88	480	$517 \pm 34$	1.32	1.00
93	322	$364 \pm 29$	0.94	1.22
99	218	$266 \pm 25$	1.08	1.22
104	162	$187 \pm 21$	1.05	1.13
110	116	$151 \pm 19$	1.42	1.44

TAB. VII.6 – La comparaison des données dans la région de signal avec la prédiction de fond. La première colonne indique la coupure en  $p_T$  appliquée sur les 4 jets de plus haut  $p_T$ , la deuxième colonne le nombre d'événements observés dans la région de signal. La troisième colonne présente la prédiction de la méthode ABCD. Seulement l'incertitude statistique est indiquée. La quatrième colonne est le  $\chi^2/NDF(A,B)$  entre les formes de la distribution de la masse moyenne reconstruite dans des régions A et B. La dernière colonne indique le  $\chi^2/NDF(B)$  pour l'ajustement des paramètres dans la région B.

### VII.6.3 Construction de la fonction de vraisemblance

Les données sont comparées à l'hypothèse du fond seulement et à l'hypothèse du fond plus signal en utilisant une fonction de vraisemblance tenant compte des incertitudes systématiques via des paramètres de nuisance. L'hypothèse du fond est obtenue par la méthode ABCD décrite dans la section VII.5 et le signal est modélisé par une gaussienne. Dans tous les ajustements, les modèles de signaux et de fond sont autorisés à flotter à l'intérieur des incertitudes systématiques décrites dans la section VII.6.2.

La fonction de vraisemblance  $L(\mu, \theta)$ , où  $\mu$  est la force du signal et  $\theta$  les paramètres de nuisance, est définie comme suit :

$$\begin{aligned}
L(\mu, \theta) = & \text{Pois}(n_B, n_B^s + n_B^b) \text{Pois}(n_C, n_C^s + n_C^b) \text{Pois}(n_D, n_D^s + n_D^b) \times \\
& \text{Gaus}(\delta^s) \text{Gaus}(\delta_A^s) \text{Gaus}(\delta_B^s) \text{Gaus}(\delta_C^s) \text{Gaus}(\delta_D^s) \times \\
& \text{Gaus}(\delta_\sigma^s) \text{Gaus}(\delta_c^s) \times \\
& \prod_{\text{bin } i} \text{Pois}(n_{A,i}, n_{A,i}^s + n_{A,i}^b)
\end{aligned}$$

où,

- Le symbole Pois représente la distribution de Poisson et le symbole Gaus représente une distribution gaussienne centrée sur 0 et de largeur 1
- $n_B, n_C, n_D, n_{A,i}$  sont les nombres d'événements observés dans les régions B, C, D et dans la région A dans le bin  $i$
- $n_B^b, n_C^b, n_D^b, n_{A,i}^b$  sont les nombres d'événements de fond prédits dans les régions de fond B, C, D et dans la région A dans le bin  $i$
- $n_B^s, n_C^s, n_D^s, n_{A,i}^s$  sont les nombres d'événements de signal prédits dans les régions de fond B, C, D et dans la région A dans le bin  $i$
- $\delta^s$  est le paramètre de nuisance pour l'efficacité du signal

Source	Effet
JES	Centre du pic du signal $\pm 2\%$ Efficacité de selection du signal $\pm 15\%$
JER	Largeur du pic du signal $\pm 10\%$
ABCD	Prédiction du fond $\pm 1\%$ to $\pm 10\%$
PDF	Efficacité de selection du signal $\pm 2\%$
L	Normalisation du signal $\pm 3.4\%$
MC stat.	Normalisation du signal dans A(B,C,D) $\pm 5(16,5,16)\%$
Trigger	Normalisation du signal (eff = 99%) $\pm 1\%$

TAB. VII.7 – Les incertitudes systématiques dues à l'échelle d'énergie des jets (JES), la résolution en énergie des jets (JER), la méthode ABCD (ABCD), le choix de PDF (PDF), la luminosité intégrée (L), les statistiques Monte-Carlo du signal (MC stat.) et l'efficacité de déclenchement (Trigger).

- $\delta_{A,B,C,D}^s$  sont les paramètres de nuisance pour l'efficacité du signal dans les régions A, B, C, D
- $\delta_{ABCD}^b$  est le paramètre de nuisance pour la prédiction du fond avec la méthode ABCD
- $\delta_\sigma^s$  et  $\delta_c^s$  sont les paramètres de nuisances sur la largeur et le centre du pic de masse du signal respectivement

Le nombre d'événements de signal et de fond sont donnés par :

$$\begin{aligned}
n_B^s &= L\sigma\mu\epsilon_B(1 + \epsilon^s\delta^s)(1 + \epsilon_B^s\delta_B^s) \text{ de même pour les régions C et D} \\
n_{A,i}^s &= L\sigma\mu\epsilon_A(1 + \epsilon^s\delta^s)(1 + \epsilon_A^s\delta_A^s) \times \\
&\quad \text{PDF}_s(i, \sigma = \sigma^s(1 + \epsilon_{\text{sigma}}^s\delta_{\text{sigma}}^s), c = c^s(1 + \epsilon_{\text{center}}^s\delta_{\text{center}}^s)) \\
n_{A,i}^b &= n_B^b \cdot n_C^b / n_D^b \times \text{PDF}_b(i)(1 + \delta_{ABCD}^b)
\end{aligned}$$

- L est la luminosité intégrée,  $\sigma$  la section efficace nominale.
- $\epsilon_A, \epsilon_B, \epsilon_C, \epsilon_D$  sont l'efficacité du signal dans les régions A, B, C et D
- $\epsilon_A^s, \epsilon_B^s, \epsilon_C^s, \epsilon_D^s$  sont les incertitudes relatives sur l'efficacité du signal.
- $\text{PDF}_s$  est la distribution de probabilité gaussienne du signal et  $\text{PDF}_b$  est la distribution de probabilité du fond.
- $\epsilon_{\text{center}}^s, \epsilon_\sigma^s$  sont les incertitudes relatives sur le centre la largeur du signal.  $\sigma^s$  et  $c^s$  sont la largeur et le centre du signal nominal

Le paramètre de nuisance  $\delta^s$  est commun à toutes les régions, car il contient l'erreur sur la luminosité, l'efficacité de déclenchement, la JES et l'effet du choix de PDF sur l'efficacité du signal. Par construction, il est corrélé à 100% entre les régions. Les autres paramètres de nuisance/incertitudes sont traitées comme non corrélés.

#### VII.6.4 Limites sur la section efficace de production des sgluons

En l'absence de signaux de nouvelle physique visibles dans le spectre de masse invariante mesurée, des limites sont fixées sur la section efficace exclue en utilisant la distribution de masse invariant observée et le modèle de signal. Pour déterminer les limites d'exclusion, des pseudo-expériences sont générés en tenant compte des incertitudes systématiques et de la contamination du signal et l'exclusion est déterminée en utilisant l'approche  $\text{CL}_s$  [146]. Toutes les incertitudes systématiques sont traitées comme gaussiennes et sont propagées dans la génération des pseudo-expériences. Pour chaque pseudo-expérience, des pseudo-données sont générées dans toutes les régions ABCD. La forme du fond est générée à partir de ce qui est observé, par l'intermédiaire d'un ajustement, dans chaque région à part

dans la région A où elle est identifiée à celle de la région B.

Le test statistique utilisé  $\tilde{\lambda}(\mu)$  [147] est celui recommandé par les expériences ATLAS et CMS et est défini comme :

$$\tilde{\lambda} = \begin{cases} \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & \hat{\mu} \geq 0, \\ \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(0, \hat{\theta}(0))} & \hat{\mu} < 0. \end{cases}$$

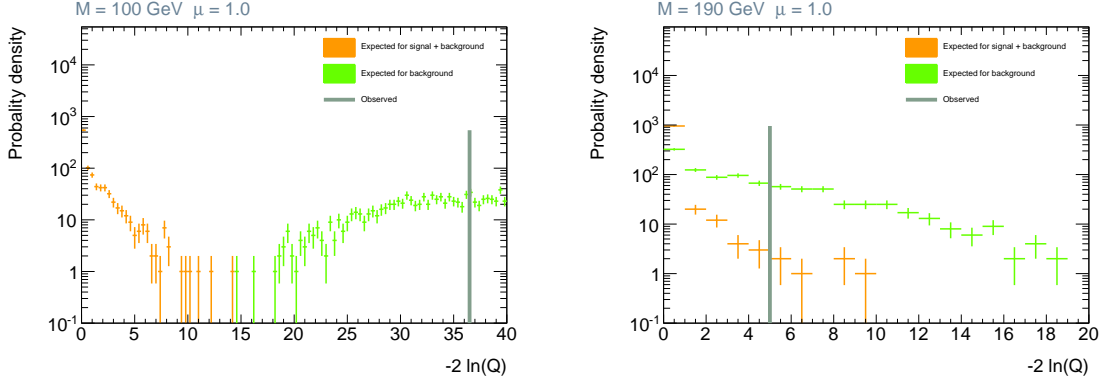


FIG. VII.11 – Densité de probabilité pour (gauche)  $M_{sgluon}=100$  GeV et (droite)  $M_{sgluon}=190$  GeV avec la force du signal  $\mu = 1$ . La courbe orange est la distribution attendue pour le fond, plus l’hypothèse du signal, la courbe verte, celle attendue pour l’hypothèse de fond seulement. La ligne grise est la valeur observée dans les données.

La distribution du test statistique est illustrée dans la figure VII.11 pour une masse du signal de 100 GeV et 190 GeV pour les sections efficaces nominales du sgluon.

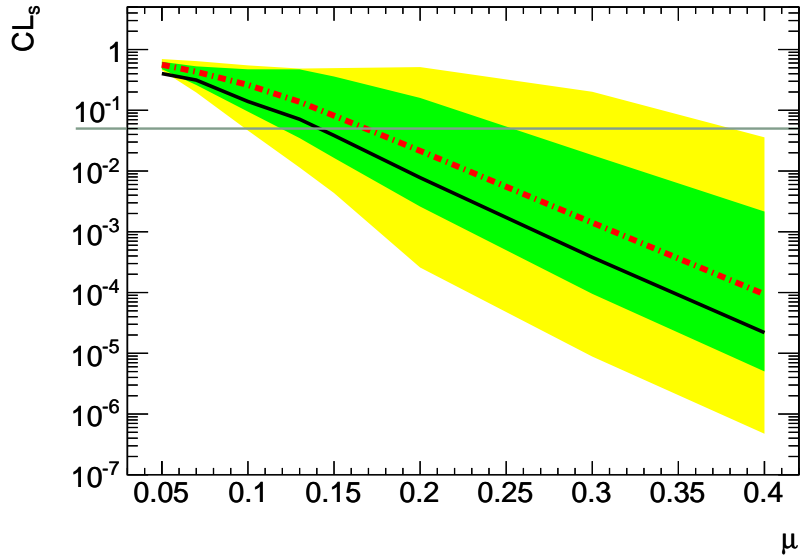


FIG. VII.12 –  $CL_s$  en fonction de la force du signal ( $\mu$ ) pour un sgluon de 100 GeV.

Les limites sont obtenues à partir des distributions du test statistique en utilisant la méthode  $CL_s$ . Pour chaque masse testée, le  $CL_s$  observé et attendu sont déterminés en fonction des sections efficaces du signal. Le résultat est montré dans la figure VII.12 pour une masse de signal de 100 GeV. La région sous  $CL_s=0,05$  (95% CL) est déclarée exclue. Les limites prévues et observées sont les intersections avec la ligne  $CL_s = 0,05$ . L’analyse est effectuée pour les masses de 100 à 200 GeV avec un pas de 10 GeV.

La section efficace de production exclue, montrée sur la figure VII.13, est de 1 nb à 100 GeV et de 280 pb à 190 GeV.

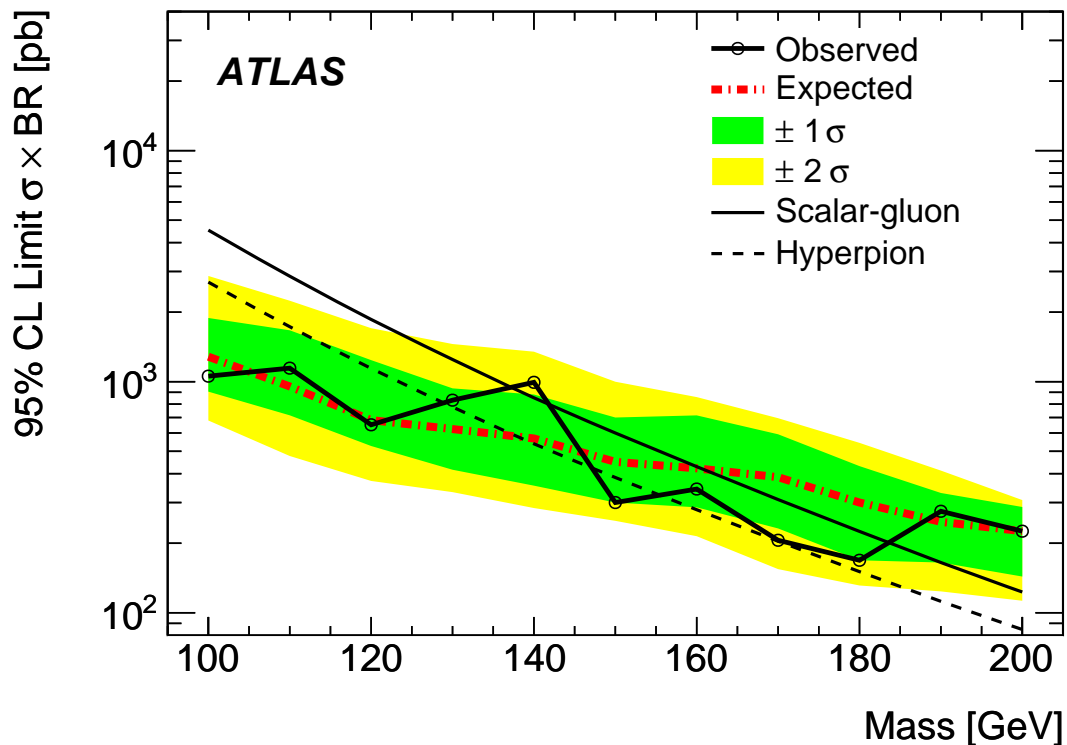


FIG. VII.13 – Limites supérieures à 95% CL sur la section efficace de production de paires de scalaires en fonction de la masse du scalaire. La limite attendue est indiquée par la ligne rouge. La bande jaune (verte) solide sont les incertitudes à  $\pm 1,2\sigma$ . La limite observée est la ligne noire. La prédiction du sgluon (hyperpion) est indiquée par le ligne solide (en pointillés) [70] pour un rapport de branchement en deux gluons de 100%.

La conversion de ce résultat en une limite sur la masse du sgluon pour un rapport de branchement de 1 en paires de gluons, en utilisant une section efficace leading-order [9] avec la PDF CTEQ6L1 [85], donne 185 GeV à l'exception d'une fenêtre de masse d'une largeur de 5 GeV environ centrée à 140 GeV. Pour la limite sur la masse de l'hyperpion la section efficace du sgluon est réduite par un facteur qui dépend de la masse [70]. L'analyse sélectionne les événements produits de façon centrale en raison de la coupure sur l'angle de diffusion. Le diagramme supplémentaire dans la production de l'hyperpion est une voie-s conduisant à une augmentation de la fraction des événements produits centralement. Par conséquent l'efficacité des sgluons est une estimation prudente de l'efficacité pour les hyperpions. Ainsi, en utilisant l'efficacité pour les sgluons, l'hyperpion avec une masse inférieure à 155 GeV est exclus à 95% CL à l'exception d'une fenêtre de masse d'une largeur de 15 GeV environ centrée à 140 GeV.





# Chapitre VIII

## Analyse de l'échantillon de données 2011

La thèse est osée, mais comme toutes les thèses parfaitement défendable.

Antoine de la Foy

### Sommaire

---

<b>VIII.1 Simulations Monte Carlo</b> . . . . .	<b>89</b>
<b>VIII.2 Echantillon de données, jets et chaîne de déclenchement</b> . . . . .	<b>92</b>
<b>VIII.3 Selection des évènements et reconstruction de la masse invariante du sgluon</b> . . . . .	<b>93</b>
<b>VIII.4 Comparaison Data - Monte Carlo</b> . . . . .	<b>94</b>
<b>VIII.5 Estimation du bruit de fond à partir des données</b> . . . . .	<b>98</b>
<b>VIII.6 Résultats</b> . . . . .	<b>100</b>
VIII.6.1 Résultats de l'estimation du fond . . . . .	100
VIII.6.2 Incertitudes systématiques . . . . .	105
VIII.6.3 Construction de la fonction de vraisemblance . . . . .	108
VIII.6.4 Ajustement de la fonction de vraisemblance aux données . . . . .	116
VIII.6.5 Limites sur la section efficace de production des sgluons . . . . .	116

---

Cette partie décrit la recherche des scalaires octets de couleur dans un état final à quatre jets en utilisant l'intégralité des données ATLAS enregistrées dans l'année 2011. Le facteur  $\sim 100$  d'augmentation de la luminosité entre les données de 2010 et celle de 2011 permet d'améliorer la sensibilité de l'analyse et ainsi d'étendre la gamme de masse pouvant être testée. Les résultats obtenus ont été publiés dans [148]. La même analyse développée dans les parties précédentes est utilisée avec quelques modifications. Par exemple, des jets de taille  $R = 0,4$  sont préférés de part leur meilleure résolution attendue et leur moindre sensibilité au pile-up. La définition des régions de contrôles est elle aussi sensiblement modifiée pour s'adapter à la nouvelle gamme de masse atteignable. Après avoir décrit les simulations MC incluant la simulation du détecteur ATLAS, les jets et la chaîne de déclenchement utilisés pour cet échantillon de données sont exposés. Les données sont ensuite comparées aux simulations MC du fond QCD. Les coupures rectangulaires sont réoptimisées et la méthode d'estimation du fond est vérifiée en utilisant les simulations MC de fond. Enfin le spectre de masse invariant est analysé à la recherche de scalaires octets de couleur. La fonction de vraisemblance utilisée est sensiblement modifiée par rapport à l'analyse des données 2010 afin d'en améliorer les performances.

### VIII.1 Simulations Monte Carlo

Comme dans le chapitre précédent, les générateurs MC ALPGEN et PYTHIA sont utilisés pour modéliser le fond QCD et la production de sgluons est générée grâce au package PythiaSgluon.i. Ces

simulations bénéficient des améliorations apportées au software de simulation d’ATLAS entre 2010 et 2011. Les tunes d’événement sous-jacent utilisés pour les simulations de fond où les conditions de pile-up sont aussi différentes. Le signal est maintenant normalisé à la section efficace NLO décrite dans le chapitre III (et non plus LO comme pour les données de 2010).

### Bruits de fond du MS

Les échantillons ALPGEN [137] sont générés avec le schéma MLM et relié à HERWIG [138] pour la parton-shower et le processus de fragmentation et à JIMMY [139] pour la simulation de l’événement sous-jacent. Ces échantillons ALPGEN sont produits avec les PDF CTEQ6L1 [36] et avec le tune AUET2-CTEQ6L1. Des échantillons sont aussi générés avec PYTHIA [101] en utilisant les PDF MRST  $LO^*$  [140] et le tune AUET2B- $LO^{**}$ . Ces échantillons sont ensuite passés dans la simulation complète du détecteur incluant la simulation de l’empilement des collisions en ajoutant des événements de biais-minimum générés avec PYTHIA6. Comme pour l’analyse 2010, les MC PYTHIA et ALPGEN ont été générés par tranches de  $p_T$  (du parton de plus haut  $p_T$  pour PYTHIA et des N-partons de plus haut  $p_T$  pour ALPGEN) et sont détaillés dans les tables VII.1 et VII.2.

La production de quarks top est étudiée en utilisant échantillons  $t\bar{t}$  générés avec MC@NLO [149] interfacé à Herwig [138] pour la parton-shower et le processus de fragmentation et à JIMMY [139] pour la simulation de l’événement sous-jacent. Les PDF CT10 [36] ont été utilisé pour la génération. La production de paires de quarks top représente généralement moins de 1% du fond total dans l’analyse. Cet impact sur l’estimation finale de fond est quantifiée dans la suite. Ces échantillons sont ensuite passés dans la simulation complète du détecteur.

L’impact sur l’analyse des processus du SM incluant la production de bosons électrofaibles se désintégrant hadroniquement est étudié via les échantillons MC listés dans la table VIII.1. La production de bosons  $W$  et  $Z$  en association avec des jets hadroniques est simulée avec JIMMY [139] et la production de paires de bosons  $W$  et  $Z$  avec HERWIG [138]. Les échantillons MC ont été produits avec une coupure au niveau générateur sur l’impulsion transverse des bosons électrofaibles dont la valeur est de 100 GeV pour les échantillons di-bosons et de 250 GeV pour les échantillons V+jets. L’analyse d’échantillons supplémentaires, généré avec la même configuration que dans le tableau VIII.1, mais pas reconstruit avec la simulation complète du détecteur, montre que cette coupure au niveau générateur conduit à une sous-estimation de  $\sim 2$  pour les échantillons W+jets et Z+jets. Une étude similaire n’a pas été faite pour les échantillons di-boson mais une plus petite sous-estimation est attendue en raison de la plus faible coupure sur le  $p_T$ .

TAB. VIII.1 – Echantillons MC pour la production de bosons  $W$  et  $Z$ . La table indique le processus de diffusion, l’échantillon utilisé, la coupure en  $p_T$  appliqué sur la vérité, les sections efficaces multipliées par le rapport de branchement en hadron et le nombre d’événements générés.

Processus	échantillon	$p_T$ cut [GeV]	Xsec·Br [pb]	N events
W+jets	113201.Jimmy_Wj_hadronic	250	9.5	$10^6$
Z+jets	113200.Jimmy_Zj_hadronic	250	4.	$10^6$
WW	126757.HerwigWW_qqqq_pt100	100	1.2	$1.5^5$
WZ	126758.HerwigWZ_qqqq_pt100	100	0.5	$1.5^5$
ZZ	126759.HerwigZZ_qqqq_pt100	100	0.25	$1.5^5$

### Signal

Le package PythiaSgluon\_i [131] d’Athena est utilisé pour simuler la production d’un octet de couleur scalaire avec la section efficace différentielle LO [9]. Des échantillons de signal sont générés pour différentes masses par la production centrale d’ATLAS avec le générateur PythiaSgluon\_i dans la production MC11. Les échantillons produits sont indiqués dans le tableau VIII.2. La génération a été fait en

utilisant les PDF MRST  $LO^*$  et avec le tune d'événement sous-jacent AUET2B- $LO^{**}$ . Les échantillons avec des masses de 150, 250, 300 et 350 GeV sont reconstruits dans la version 17 d'ATHENA avec à la fois une simulation complète du détecteur et ATLFAST-II [150]. ATLFAST-II est une simulation moins complète du détecteur mais approximativement un ordre de grandeur plus rapide que la simulation complète. ATLFAST-II utilise le package FastCaloSim [151] pour simuler les dépôts d'énergie des particules en paramétrant le profil longitudinales et latérales des gerbes induites par une particule dans les calorimètres. Cela permet de générer plus d'événements en tenant compte des limitations matérielles de la chaîne de production d'ATLAS. Ainsi un peu près la moitié des événements générés par ATLAS en 2012 ont été simulés avec ATLFAST-II. Le bon accord entre la simulation complète et ATLFAST-II est confirmé dans la partie B. Deux échantillons avec des masses de 200 et 400 GeV ont été produits et reconstruits en utilisant uniquement ATLFAST-II. Le gain de CPU engendré par l'utilisation de ces échantillons plutôt que la simulation complète du détecteur représente approximativement 10 % du temps de CPU total utilisé pour générer, simuler et reconstruire la totalité des événements de signal indiqué dans la table VIII.2. Ce gain n'est pas très significatif mais participe à l'effort fait pour ne pas dépasser les capacités de la chaîne de production MC. De plus le bon accord entre simulation complète et ATLFAST-II va permettre d'utiliser ATLFAST-II dans le futur pour la simulation des échantillons MC de signal pour cette analyse. Ceci va ainsi permettre une réduction notable du temps de CPU nécessaire pour l'analyse des prochains échantillons de données fournis par le LHC.

TAB. VIII.2 – Echantillons de signal générés. La masse en GeV est indiquée ainsi que le nombre d'événements générés (Nevt).

Masse	Nevt	Nom de l'échantillon
150	40K	mc11_7TeV.143935.PythiaSgluon_M150.merge.AOD.e981_s1310_s1300_r2920_r2900/
	40K	mc11_7TeV.143935.PythiaSgluon_M150.merge.AOD.e981_a131_s1353_a139_r2900/
200	40K	mc11_7TeV.157909.pythiaSgluon.merge.AOD.e1360_a131_s1353_a139_r2900/
250	40K	mc11_7TeV.143936.PythiaSgluon_M250.merge.AOD.e981_s1310_s1300_r2920_r2900/
	40K	mc11_7TeV.143936.PythiaSgluon_M250.merge.AOD.e981_a131_s1353_a139_r2900/
300	120K	mc11_7TeV.143937.PythiaSgluon_M300.merge.AOD.e981_s1310_s1300_r2920_r2900/
	120K	mc11_7TeV.143937.PythiaSgluon_M300.merge.AOD.e981_a131_s1353_a139_r2900/
350	40K	mc11_7TeV.143936.PythiaSgluon_M250.merge.AOD.e981_s1310_s1300_r2920_r2900/
	40K	mc11_7TeV.143938.PythiaSgluon_M350.merge.AOD.e981_a131_s1353_a139_r2900/
400	40K	mc11_7TeV.157910.pythiaSgluon.merge.AOD.e1360_a131_s1353_a139_r2900/

Les sections efficaces citées dans cette partie pour la production de paires de sgluons correspondent au calcul NLO (en utilisant CTEQ6L1 PDF) réalisé par les auteurs de [86]. La section est de 1,1 nb à 150 GeV, elle diminue à 8,2 pb à 350 GeV. Les variations des échelles de renormalisation et de factorisation autour  $\mu_0$  (fixé à  $M_{sgluon}$  dans [86]) :  $\mu_0/2 < \mu_{r,f} < 2\mu_0$  conduit à une incertitude de 30 % [86] sur la section efficace. Le section efficace au LHC 7 TeV est indiquée en figure III.5 grâce aux nombres fournis par les auteurs de [86]. La ligne en pointillé bleu indique la prédiction de la section efficace de production de paires d'hyperpions, obtenue par mise à l'échelle de la section efficace des sgluon selon la table III.1. Comme les ratios de [70] ont été calculés à l'ordre dominant, cette ligne ne doit être considérée comme une indication approximative de la section efficace.

Le MC est re-pondéré de façon à ce que ses conditions de pileup soient les mêmes que dans les données. Ceci est fait en utilisant l'outil de re-pondération officiel de ATLAS [152]. Figure VIII.1 montre la distribution du nombre de vertex reconstruits  $\mu$  moyenné sur les lumiblocks le bunch crossing ID pour les données et le MC de signal (M=300 GeV) avant et après la re-pondération.

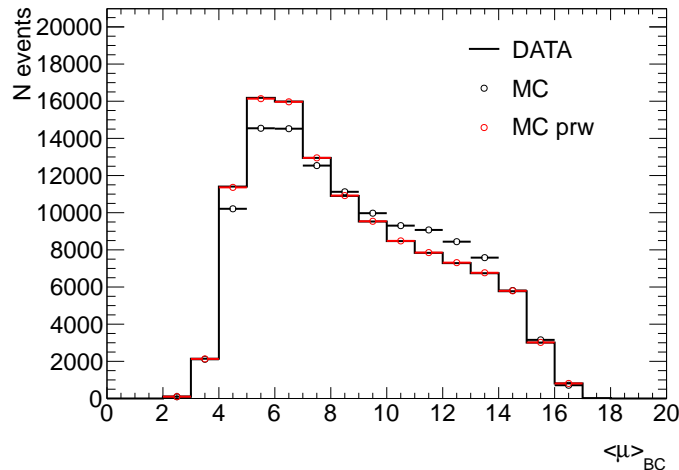


FIG. VIII.1 – La distribution du nombre de vertex reconstruits dans un événement (moyenné sur les lumiblocks et le bunch crossing ID) dans les données de 2011 et pour les simulations du signal avant et après la re-pondération du MC.

## VIII.2 Echantillon de données, jets et chaîne de déclenchement

L'échantillon de données employé est défini ainsi que la chaîne de déclenchement et les jets utilisés dans l'analyse des données de 2011.

### Echantillon de données

L'analyse utilise des données de collision avec une énergie centre de masse de  $\sqrt{s} = 7$  TeV enregistrées en 2011 avec une luminosité intégrée de  $4,64\text{fb}^{-1}$ . L'incertitude sur la luminosité est de 3,9% [88, 153]. L'échantillon de données correspond aux périodes B à M et la good run list <sup>1</sup> est appliqué pour sélectionner les événements. Les données ont été reconstruites avec la version 17 d'Athena (pro09) et ont été converties au format NTUP\_JETMET [154] par la production centrale d'ATLAS avec le tag p766. Les données sont ensuite récupérées sur la grille puis analysées au LAL.

### Définition des jets

La définition des jets suit les recommandations, décrites dans la partie V, du groupe JetEtmiss pour les données 2011 reconstruites avec la version 17 d'Athena. Les jets sont reconstruits en utilisant l'algorithme de clustering anti- $k_r$  [96] avec un paramètre de R de 0,4. Les entrées de l'algorithme sont des TopoClusteurs formés à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre. Les jets sont calibrés à l'aide de facteurs de correction dépendants du  $p_T$  et de  $\eta$ , basés sur les simulations MC et validés en test-faisceau et avec des données de collisions [142].

Des critères de qualité sont appliqués pour rejeter des jets produits par de faux dépôts d'énergie dans les calorimètres. De tels jets sont produits par des problèmes matériels dans le calorimètre, les interactions produites dans le faisceau de gaz du LHC ou par des gerbes de particules produits par des rayons. Le nettoyage utilise la définition "Looser" tel que défini dans [155, 156].

### Chaîne de déclenchement

Toutes les données ont été enregistrées avec un trigger multijet qui exige au moins quatre jets dans la gamme de pseudorapidité  $|\eta| < 3,2$  et ayant un  $p_T > 45$  GeV au niveau de l'event-filter décrit dans la partie V.4. L'efficacité du trigger est calculé par rapport à un trigger orthogonal single-electron (EF\_e22vh\_medium). Pour assurer une grande efficacité de déclenchement les événements sont rejetés

<sup>1</sup>data11\_7TeV.periodAllYear\_DetStatus-v36-PRO10\_CoolRunQuery-00-04-08\_Susy.xml

si  $\min(\Delta R_{ij})$  est supérieure à 0,6. Cette exigence produit une inefficacité de moins de 1% pour le signal. Les seuils en  $p_T$  conduisent à un plateau de déclenchement à 80 GeV. Une incertitude de 1% sur l'efficacité de déclenchement pour des événements contenant 4 jets  $p_T > 80$  GeV et ayant  $\min(\Delta R_{ij}) > 0,6$  est pris en compte pour couvrir une éventuelle différence dans la réponse de déclenchement entre les données et le MC.

### VIII.3 Selection des événements et reconstruction de la masse invariante du sgluon

Les conditions appliquées pour sélectionner les événements sont divisées en deux parties. La première est une présélection visant à s'assurer de la qualité des données, en rejetant les fonds instrumentaux et en garantissant une grande efficacité du système de déclenchement. La seconde partie reprend les coupures de l'analyse de 2010 qui sont optimisées pour améliorer la sensibilité de l'analyse à un signal de type sgluon.

#### Présélection des événements

Les événements sont sélectionnés selon :

- la décision du système de déclenchement EF\_4j45 ;
- le "larError" flag pour rejeter les événements avec des "rafales de bruit" et des données erronées provenant du calorimètre LAr ;
- la Good run list est appliquée (seulement sur les données) ;
- au moins un vertex primaire reconstruit avec cinq traces associées ou plus ( $p_T > 400$  MeV) ;
- aucun jets étiquetés bad ( $p_T > 20$  GeV and  $|\eta| < 4.5$ ) dans l'évènement comme défini en section VIII.2 ;
- au moins quatre jets avec  $p_T > 80$  GeV et  $|\eta| < 1.4$  pour être sur le plateau du système de déclenchement ;
- $\min(\Delta R_{ij}) > 0.6$  pour avoir une grande efficacité de déclenchement ;

#### Selection des événements et reconstruction de la masse invariante du sgluon

La sélection des événements et la reconstruction de la masse invariante demeurent presque les mêmes que pour l'analyse 2010. Le plateau de la chaîne de déclenchement est passé de 50 GeV en 2010 à 80 GeV en 2011. Ce seuil relativement bas permet de sonder des masses aussi faibles que  $\sim 150$  GeV où le signal n'a pas été entièrement exclu par l'analyse de 2010. Comme en 2010, pour reconstruire les deux candidats sgluons, les quatre jets de plus haut  $p_T$  dans l'évènement sont jumelés en minimisant  $|\Delta R_{\text{pair1}} - 1| + |\Delta R_{\text{pair2}} - 1|$  et un événement est rejeté si, pour la combinaison choisie, un appariement jet-jet est tel  $\Delta R_{jj} > 1.6$ . Afin d'améliorer la résolution du pic de masse et de diminuer le fond QCD multijet, les événements sont rejetés si la différence relative entre les deux masses reconstruites  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$  est supérieure à 15% ou si l'angle de diffusion reconstruit ( $|\cos(\theta^*)|$ ) des sgluons dans le référentiel d'inertie des quatre jets de plus haut  $p_T$  est supérieur à 0,5. L'optimisation de ces coupures, légèrement différentes de celles de 2010, est donnée dans la partie VIII.5 lorsque l'estimation du fond est abordée. Pour améliorer la sensibilité de l'analyse, le seuil  $p_T$  est adapté en fonction de la masse du signal et les quatre jets de plus haut  $p_T$  sont tenus d'avoir un  $p_T$  supérieur à 30% de la masse du sgluon plus 30 GeV :

$$4^{\text{th}} \text{ jet } p_T > 0.30 \times M_{\text{sgluon}} + 30 \text{ GeV} \quad (\text{VIII.1})$$

Cette coupure est optimisée afin de conserver une efficacité constante de 0,5% en fonction de la masse considérée pour le signal de sgluon. Cette coupure est légèrement plus lâche que celle utilisée pour 2010 ( $4^{\text{th}} \text{ jet } p_T > 0.55 \times M_{\text{sgluon}}$ ). Cela évite d'obtenir une efficacité de sélection trop faible pour les hautes masses ( $\sim 300$  GeV) ce qui réduit l'incertitude statistique sur le MC de signal. La figure VIII.2 montre la valeur de la coupure en  $p_T$  correspondant à une efficacité de 0,5% en fonction de la masse du sgluon

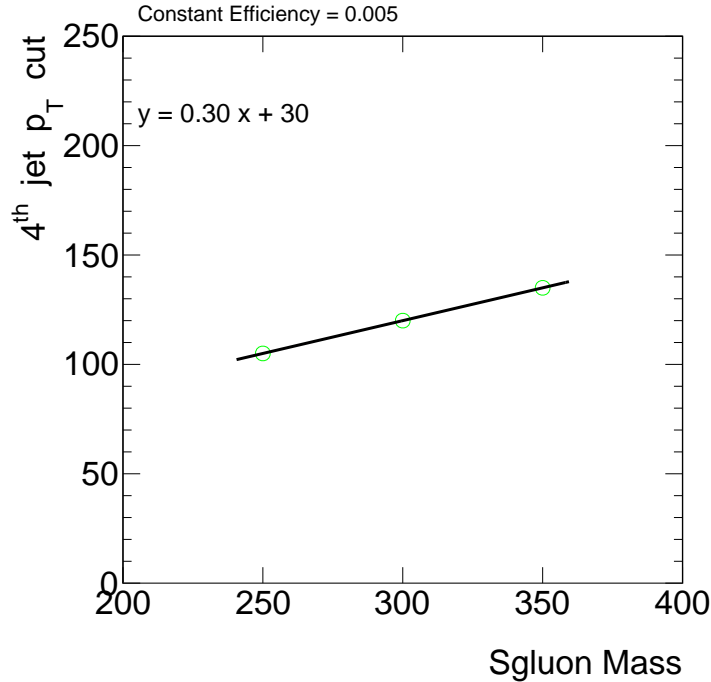


FIG. VIII.2 – La valeur de la coupure en  $p_T$  correspondant à une efficacité de 0,5% en fonction de la masse du sgluon. Les points sont bien décrits par un ajustement linéaire prenant l’incertitude statistique du MC comme erreur.

et les valeurs de l’équation proviennent de l’ajustement linéaire.

La distribution de la masse moyenne reconstruite est présentée pour le signal sur la figure VIII.3 après avoir appliqué la sélection décrite ci-dessus. Avec l’augmentation de la masse du sgluon, la coupure sur l’impulsion transverse des jets devient moins stricte. Une augmentation de 100 GeV de la masse du sgluon conduit à une augmentation de seulement 30 GeV dans l’exigence sur le moment transverse, avec comme conséquence l’augmentation des queues radiatives à faibles masses dans les distributions.

## VIII.4 Comparaison Data - Monte Carlo

Les échantillons MC, décrits dans la section VIII.1, sont normalisés aux valeurs données dans la table VIII.1 pour les bosons électrofaibles. Pour le quark top une section efficace de 165 pb est utilisée. La distribution de la masse moyenne reconstruite observée dans les données est comparée à la somme des bruits de fond du MS dans la figure VIII.4. PYTHIA est utilisé pour modéliser le fond QCD multijet et est normalisé à la différence entre les données et la prédiction du reste des processus de fond du MS. Cette comparaison est effectuée pour un coupure sur le  $p_T$  des jets de 80 GeV et avant les coupures sur l’angle de diffusion et la différence relative des masses reconstruites. La production de paires de quarks top représente 1% du fond total. Figure VIII.4 montre que les fonds induits par les bosons W et Z sont généralement un ordre de grandeur plus petit que le fond  $t\bar{t}$ . Les échantillons dibosons montrent un clair pic de masse.

Les distributions observées dans les données des variables cinématiques utilisées dans l’analyse sont comparés à celles des échantillons ALPGEN et PYTHIA après la présélection de la section VIII.3 dans la figure VIII.5. Le MC a été normalisé aux données après cette présélection. Le facteur k de 1,25 coïncide pour ALPGEN avec celui (1,26) obtenue dans l’analyse de 2010. Pour PYTHIA le facteur k est de 0,75, proche de la valeur de 0,65 [95] obtenue avec les données de 2010 avec le tune AMBT1. Les données sont les points noirs, les triangles sont les échantillons ALPGEN et les rectangles, les échantillons PYTHIA. Les ratios données/MC sont également présentés. Figure VIII.5 (en haut à gauche) montre le  $p_T$

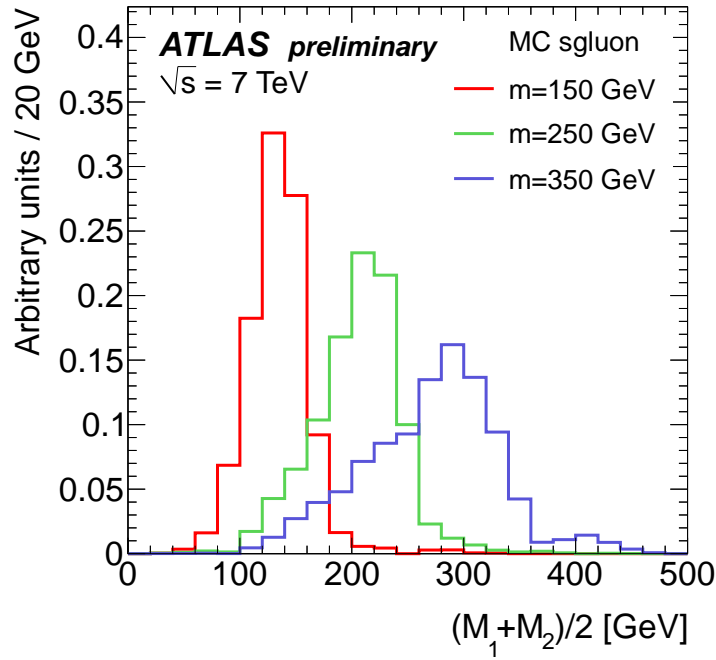


FIG. VIII.3 – La distribution de la masse moyenne reconstruite du sgluon pour des masses de  $M_{\text{sgluon}}=150, 250$  et  $350 \text{ GeV}$  après toutes les coupures de l'analyse. Les courbes sont normalisées à l'unité.

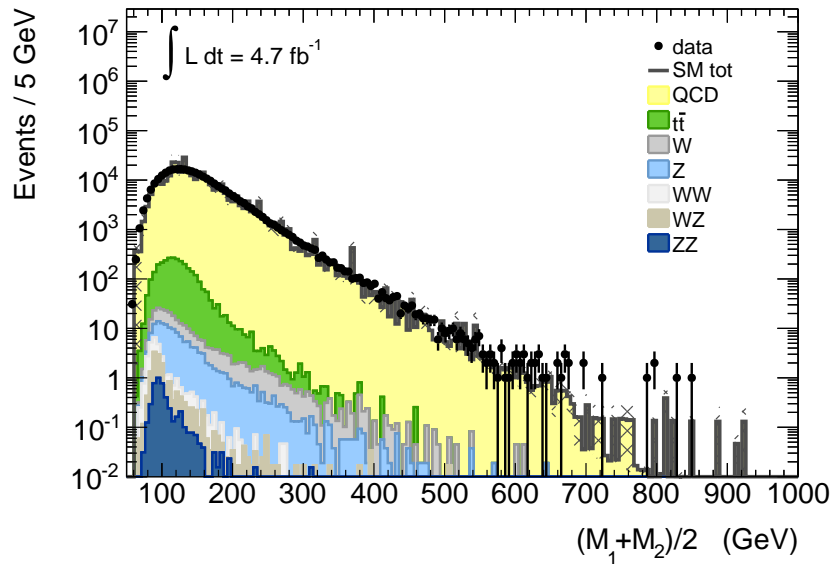


FIG. VIII.4 – La distribution de la masse moyenne reconstruite observée dans les données comparée à la somme des bruits de fond attendus du MS pour un coupure sur le  $p_T$  des jets de  $80 \text{ GeV}$  et avant les coupures sur l'angle de diffusion et la différence relative des masses reconstruites en échelle logarithmique.



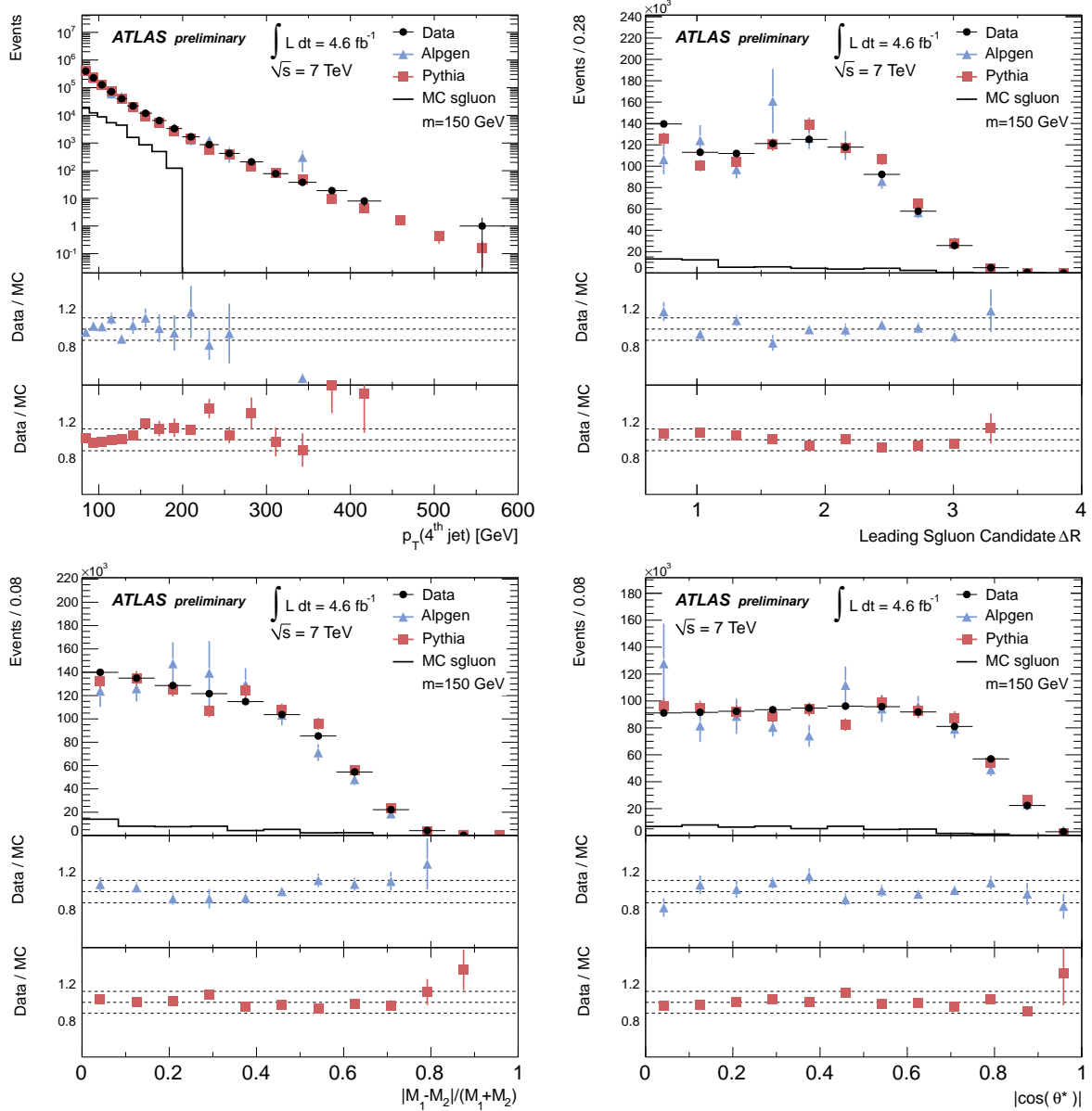


FIG. VIII.5 – Les variables cinématiques utilisées dans l’analyse après la présélection de la section VIII.3. Le MC a été normalisé aux données après cette présélection. Les données (points) sont comparés aux échantillons ALPGEN (triangles) et PYTHIA (rectangles). L’histogramme noir est le signal de sgluon pour une masse de 150 GeV. Les rapports données/MC sont également montrés avec leurs incertitudes statistiques, qui sont dominées par celles du MC. (en haut à gauche) le  $p_T$  du 4<sup>ème</sup> jet. (en haut à droite) la distance  $\Delta R_{jj}$  entre les deux jets formant le candidats sgluon reconstruit avec le jet de plus haut  $p_T$  dans l’évènement. (en bas à gauche) la différence relative des masses ( $|M_1 - M_2| / (M_1 + M_2)$ ) (en bas à droite) l’angle de diffusion.

du 4<sup>eme</sup> jet. Figure VIII.5 (en haut à droite) montre la distribution de la distance  $\Delta R_{jj}$  entre les deux jets formant le candidats sgluon reconstruit avec le jet de plus haut  $p_T$  dans l'évènement. La différence relative des masses ( $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$ ) est donnée dans la figure VIII.5(en bas à gauche) et l'angle de diffusion en figure VIII.5 (en bas à droite).

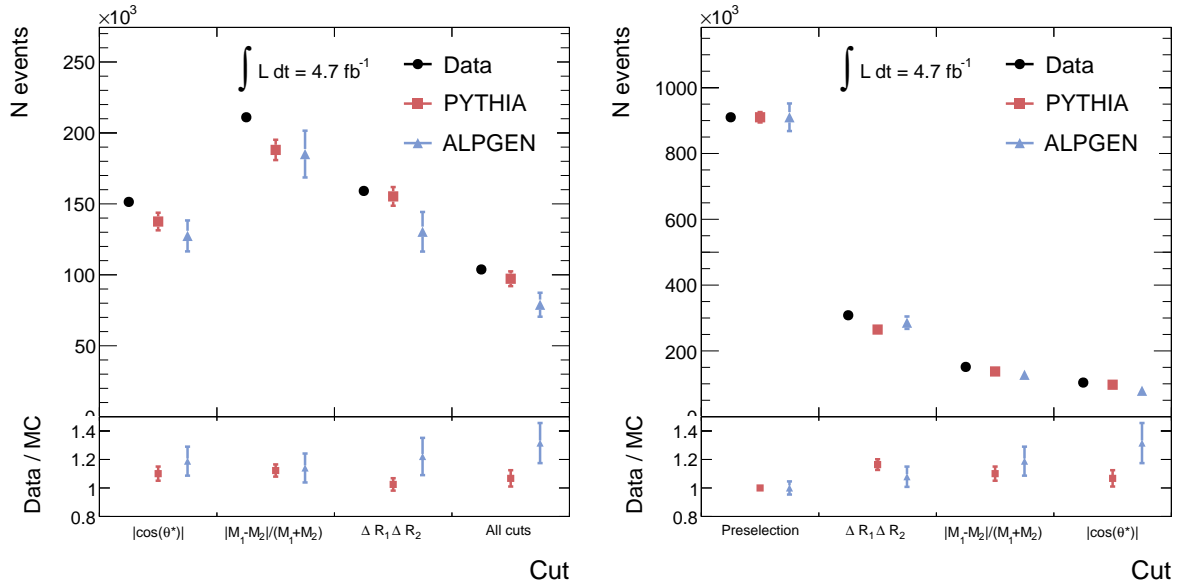


FIG. VIII.6 – La partie gauche (la droite) est la sélection marginale (séquentielle). Le MC est normalisé aux données après la présélection. Les incertitudes sont uniquement statistiques. La sélection marginale indique le nombre d'évènements après toutes les coupures, sauf la coupure indiquée dans le bin correspondant. Dans le dernier bin toutes les coupures ont été appliquées. La sélection séquentielle montre le nombre d'évènements après la présélection ainsi que toutes les coupures indiquées dans le bin et à gauche du bin. Dans le dernier bin toutes les coupures ont été appliquées.

La description des données par le MC est satisfaisante. Le plus grand écart est observé dans la distribution du  $p_T$  du quatrième jet où PYTHIA sous-estime les données. La distribution de  $\Delta R_{jj}$  est aussi imparfaitement décrite par le MC PYTHIA. Il doit être noté que les MC PYTHIA et ALPGEN ont été générés par tranches de  $p_T$  (du parton de plus haut  $p_T$  pour PYTHIA et des N-partons de plus haut  $p_T$  pour ALPGEN). Cette procédure peut créer des fluctuations statistiques artificiellement importantes entre les données et MC. L'incertitude statistique du MC ne permet pas d'étudier les distributions différentielles après les sélections décrites dans la section VIII.3. Plutôt, une sélection est montrés dans la figure VIII.4. Où le MC a été normalisé aux données après la présélection. La partie gauche (la droite) est la sélection marginal (séquentielle). Les incertitudes sont uniquement statistiques. Les échantillons MC décrivent les données à mieux que 20% avec une incertitude statistique après toutes les coupures de 10% pour ALPGEN et 5% pour PYTHIA.

Enfin, le nombre d'évènements prédit pour le signal est comparé aux données et à l'échantillon PYTHIA normalisé après présélection dans les tables [VIII.3,VIII.4,VIII.5,VIII.6]. Chaque table correspond à une masse sgluon ( $M = 150, 250, 300, 400$  GeV). La première colonne indique le nombre d'évènements dans les données après la coupure. La seconde est la prédiction de PYTHIA et la troisième est la prédiction pour le sgluon avec la section efficace nominale. La dernière colonne est le rapport entre le signal et les données. On voit qu'après normalisation du MC aux données après la présélection, l'accord entre les données et le MC PYTHIA est à l'intérieure de deux fois l'incertitude statistique du MC pour toutes les coupures en  $p_T$ . Le rapport signal sur bruit augmente après sélection d'un facteur trois pour une masse de 150 GeV et d'un facteur 6 pour une masse de 350 GeV. Néanmoins le rapport signal sur bruit reste relativement modeste avec par exemple 7 % à 300 GeV après sélection alors que l'incertitude statistique du MC PYTHIA est de l'ordre de 10 %. L'incertitude sur l'estimation du fond est

réduite en utilisant la méthode axée sur les données décrite dans les chapitres précédents.

TAB. VIII.3 – Sélection pour les données, l'échantillon PYTHIA multijet et le MC sgluon ( $M_{\text{sgluon}} = 150 \text{ GeV}$  and  $\mu = 1$ ). Pythia est normalisé aux données après la présélection.

Cut	data	PYTHIA MC	Sgluon MC	Sgluon MC / data
4 jets $p_T > 80 \text{ GeV}$	910076	$910076 \pm 15798$	$52257 \pm 2534$	0.057
$\Delta R_{jj} < 1.6$	308359	$264905 \pm 8501$	$27666 \pm 1844$	0.104
$ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) < 0.15$	151392	$137561 \pm 6200$	$17337 \pm 1460$	0.126
$ \cos(\theta^*)  < 0.5$	103786	$97236 \pm 5207$	$14017 \pm 1312$	0.144

TAB. VIII.4 – Sélection pour les données, l'échantillon PYTHIA multijet et le MC sgluon ( $M_{\text{sgluon}} = 250 \text{ GeV}$  and  $\mu = 1$ ). Pythia est normalisé aux données après la présélection.

Cut	data	PYTHIA MC	Sgluon MC	Sgluon MC / data
4 jets $p_T > 80 \text{ GeV}$	910076	$910076 \pm 15798$	$22861 \pm 411$	0.025
4 jets $p_T > 105 \text{ GeV}$	198188	$193009 \pm 6239$	$7075 \pm 228$	0.037
$\Delta R_{jj} < 1.6$	69095	$61128 \pm 3548$	$3648 \pm 164$	0.060
$ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) < 0.15$	34152	$31176 \pm 2591$	$2220 \pm 128$	0.071
$ \cos(\theta^*)  < 0.5$	23742	$22452 \pm 2202$	$1953 \pm 120$	0.087

TAB. VIII.5 – Sélection pour les données, l'échantillon PYTHIA multijet et le MC sgluon ( $M_{\text{sgluon}} = 300 \text{ GeV}$  and  $\mu = 1$ ). Pythia est normalisé aux données après la présélection.

Cut	data	PYTHIA MC	Sgluon MC	Sgluon MC / data
4 jets $p_T > 80 \text{ GeV}$	910076	$910076 \pm 15798$	$14835 \pm 111$	0.016
4 jets $p_T > 120 \text{ GeV}$	90567	$81763 \pm 3487$	$2567 \pm 46$	0.031
$\Delta R_{jj} < 1.6$	32264	$27022 \pm 2071$	$1287 \pm 32$	0.048
$ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) < 0.15$	16006	$13814 \pm 1545$	$754 \pm 25$	0.055
$ \cos(\theta^*)  < 0.5$	11161	$10059 \pm 1325$	$675 \pm 23$	0.067

## VIII.5 Estimation du bruit de fond à partir des données

L'estimation du fond utilise la méthode ABCD [157] de l'analyse des données de 2010. Par rapport à 2010, les valeurs de  $|\cos(\theta^*)|$  et  $|M_1 - M_2| / (M_1 + M_2)$  choisies pour définir les régions ABCD sont redéfinies. La forme du fond est toujours prise dans la region B mais sans utiliser cette fois de paramétrisation pour lisser la distribution. Cela permet de simplifier la méthode en diminuant les hypothèses de base du model sans dégrader les performances obtenues. Les régions, définies dans le tableau VIII.7, sont choisies comme un compromis entre la signficance statistique,  $S/\sqrt{(B)}$ , du signal dans la région A et l'erreur statistique dans les régions B, C et D qui entre dans l'incertitude de la prédiction sur le fond. La nouvelle optimisation est expliquée plus loin dans cette section.

Le choix des valeurs numériques dans la définition des régions est basé sur la signficance statistique  $S/\sqrt{B}$ , du signal dans la région A et de l'incertitude statistique du fond dans les régions B, C et

TAB. VIII.6 – Sélection pour les données, l'échantillon PYTHIA multijet et le MC sgluon ( $M_{\text{sgluon}} = 350$  GeV and  $\mu = 1$ ). Pythia est normalisé aux données après la présélection.

Cut	data	PYTHIA MC	Sgluon MC	Sgluon MC / data
4 jets $p_T > 80$ GeV	910076	$910076 \pm 15798$	$9022 \pm 92$	0.010
4 jets $p_T > 135$ GeV	44195	$37916 \pm 1944$	$1097 \pm 32$	0.029
$\Delta R_{jj} < 1.6$	16129	$12398 \pm 1139$	$531 \pm 22$	0.043
$ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) < 0.15$	8006	$6311 \pm 877$	$299 \pm 16$	0.048
$ \cos(\theta^*)  < 0.5$	5595	$4390 \pm 717$	$261 \pm 15$	0.060

TAB. VIII.7 – Définition des quatre régions pour l'estimation du bruit de fond. La région A est la région de signal.

Region	Selection
A	$ \cos(\theta^*)  < 0.5$ and $ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) < 15\%$
B	$ \cos(\theta^*)  > 0.5$ and $ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) < 15\%$
C	$ \cos(\theta^*)  < 0.5$ and $ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) > 15\%$
D	$ \cos(\theta^*)  > 0.5$ and $ M_1 - M_2  / (M_1 + M_2) > 15\%$

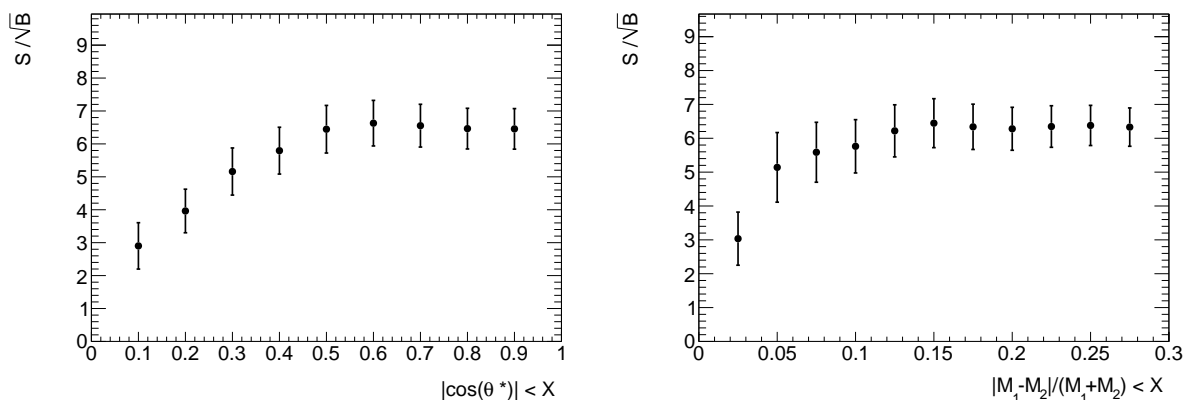


FIG. VIII.7 –  $S/\sqrt{B}$  en fonction de la coupure sur  $|\cos(\theta^*)|$  et sur  $|M_1 - M_2| / (M_1 + M_2)$  utilisée pour définir les régions ABCD. La signification statistique est calculée dessous le pic de masse du signal et les incertitudes données sont statistiques.

D qui entre dans l'incertitude sur la prédiction du fond dans la région A. L'optimisation se fait en utilisant PYTHIA pour le fond. Pour le signal, une masse de 300 GeV est utilisée. Les deux variables ont été optimisées ensemble, mais l'effet de la corrélation était plus petite que l'incertitude de la méthode. Figure VIII.7 montre  $S/\sqrt{B}$  en fonction de la coupure sur  $|\cos(\theta^*)|$  et sur  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$  utilisée pour définir les régions ABCD. Pour chaque régions la valeur trouvée pour l'autre variable dans l'optimisation 2D est appliquée pour définir les régions. La signification statistique est calculée dessous le pic de masse du signal et les incertitudes données sont statistiques. La valeur de 0,5 est choisie pour  $|\cos(\theta^*)|$  afin de maintenir inchangée l'importance statistique et d'offrir les meilleures statistiques dans les régions de contrôles. La même chose est faite pour  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$  et une valeur de 0,15 est choisie.

La normalisation du fond dans la région A est dérivé à partir du rapport d'évènements dans les régions de contrôle :

$$N_A^{extrapolation} = N_B \cdot N_C / N_D \quad (\text{VIII.2})$$

La corrélation est faible, moins de 0,1% dans les régions de contrôles des données et de  $\sim 1\%$  pour PYTHIA. Par conséquent l'effet de la corrélation entre les différentes régions est négligé dans l'équation VIII.2. La fermeture de l'équation de VIII.2 pour différents MC est indiquée dans le table VIII.8, pour une coupure sur le  $p_T$  des jets de 80 GeV. Les deux premières lignes correspondent à des échantillons MC d'un sgluon de masse 150 GeV et 300 GeV. Les lignes suivantes correspondent aux échantillons QCD PYTHIA. Cette simulation est composée de 8 échantillons distincts générés avec des coupures au niveau générateur différentes. Le résultat est montré séparément pour les échantillons qui dominent dans l'analyse, ce qui permet une plus petite incertitude statistique. L'échantillon Pythie J4P est la somme pondérée des échantillons J4, J5, J6, J7 et J8. Le résultats pour ALPGEN et le MC  $t\bar{t}$  sont également indiqués dans la table. La table indique aussi la fraction d'évènements dans une région donnée de matrice par rapport au nombre total d'évènements dans les quatre régions de la matrice. Les incertitudes statistiques sont affichées. L'équation VIII.2 est vérifiée à moins d'un sigma pour tous les échantillons PYTHIA et ALPGEN. Les quatre tests de fermeture indiqués dans la table pour PYTHIA sont combinés en utilisant une méthode des moindres carrés pondérée [158]. Le résultat de la combinaison est de  $1,024 \pm 0.023$ . Un incertitude systématique de 2% est ajoutée à la prédiction du fond pour tenir compte du décalage observé dans les échantillons PYTHIA.

La dernière colonne de la table VIII.8 est la p-value du test de Kolmogorov-Smirnov, calculé avec les incertitudes statistiques seulement, entre les formes de la distribution de masse moyenne reconstruite dans les régions A et B. La forme de la distribution du fond QCD dans la région de signal (région A) est prise dans la région de contrôle B. Aucune corrélation n'est observée entre les deux variables dans les MC assurant que la forme de la masse moyenne reconstruite est le même à faible  $|\cos(\theta^*)|$  qu'à haut  $|\cos(\theta^*)|$ . Cette hypothèse est vérifiée dans la figure VIII.8, où les formes de la masse moyenne reconstruite à haut  $|\cos(\theta^*)|$  (région A et C) et à bas  $|\cos(\theta^*)|$  (région B et D) sont comparées pour différents MC : ALPGEN (à gauche) et PYTHIA (à droite). Le rapport entre les deux régions est aussi indiqué et la partie inférieure présente la signification, en écarts-types, de la différence entre les deux régions dans chaque bin. La signification est basée sur les incertitudes statistiques des deux histogrammes.

## VIII.6 Résultats

Les résultats de l'estimation du fond sont présentés et une fonction de vraisemblance est construite pour évaluer la présence d'un possible signal de type sgluon dans les données en tenant compte des incertitudes statistiques et systématiques.

### VIII.6.1 Résultats de l'estimation du fond

L'accord entre l'hypothèse de fond seulement, et les données n'a pas encore été établi. La performance de l'estimation de fond en utilisant la méthode ABCD, décrite dans la section VIII.5, est



résumée dans la table [VIII.9](#). La première colonne indique la masse du sgluon considérée, la seconde, la coupure en  $p_T$  appliquée sur les jets, la suivante, le nombre d'événements observés dans la région de signal. La quatrième colonne présente la prédiction de la méthode ABCD. Les incertitudes statistiques et systématiques sont indiquées. La dernière colonne est la p-value, calculée en utilisant un test de Kolmogorov-Smirnov, avec les incertitudes statistiques, entre les formes de la distribution de la masse moyenne reconstruite dans les régions A et B. On observe un bon accord entre prédictions et données pour la normalisation ainsi que pour la forme des distributions.

TAB. VIII.9 – Comparaison des données dans la région du signal avec la prédiction du fond. La première colonne est l'hypothèse de masse du sgluon, la deuxième colonne est le coupure sur le  $p_T$  des jets, suivie par le nombre d'événements de données observé dans la région de signal A (troisième colonne) et le nombre d'événements prévus en utilisant la méthode ABCD (quatrième colonne), où la première incertitude donnée est statistique et la seconde systématique. La dernière colonne donne le p-value obtenue à partir d'un test de Kolmogorov-Smirnov entre les formes des distributions de masse moyenne reconstruites dans les régions A et B. Seuls les incertitudes statistiques sont prises en compte dans ce test.

Sgluon Mass [GeV]	$p_T^{\min}$ [GeV]	data	ABCD prédiction	p-value(A,B)
150	80	102162	$101100 \pm 800 \pm 2000$	0.22
200	90	55194	$54500 \pm 600 \pm 1100$	0.10
250	105	23404	$22500 \pm 340 \pm 500$	0.28
300	120	11082	$10640 \pm 230 \pm 210$	0.24
350	135	5571	$5330 \pm 180 \pm 110$	0.71

Le résultat de l'estimation du fond est présenté sur la figure [VIII.9](#) pour les masses du sgluon de 150, 250, 300 et 350 GeV. Les données dans la région A sont comparées aux données dans la région B normalisée à l'aide du procédé ABCD. Le signal attendu dans la région A, pour la section efficace nominale, est également montré. La première sous-figure montre le rapport entre la prédiction du fond et les données. La partie inférieure présente la signficance, en écarts-types, de la différence entre les données et la prédiction dans chaque bin. La signficance est purement statistique, et basée sur les incertitudes des deux histogrammes. Comme pour la table [VIII.9](#), on observe un bon accord entre les données et la prédiction de fond. Le signal est représenté seul sur la figure [VIII.10](#) pour la même sélection que dans la figure [VIII.9](#) mais avec un binning différent afin de permettre une meilleure visualisation de la forme du signal : L'accord entre la prédiction du fond et les données dans une fenêtre centrée autour du pic de

TAB. VIII.10 – L'accord entre la prédiction du fond et les données dans une fenêtre centrée autour du pic de masse du signal. La première colonne est la masse du sgluon (correspondant à une coupure en  $p_T$  du tableau [VIII.9](#) et à une sous-figure dans les figures [VIII.9](#) et [VIII.10](#)) prise en considération. Les deuxième et troisième colonnes sont le centre et la largeur totale de la fenêtre en GeV. La quatrième colonne est le nombre attendu d'événements de signal dans la fenêtre. Les deux colonnes suivantes sont le nombre d'événements observés et la prédiction de fond. Les trois dernières colonnes sont différents indicateurs de la sensibilité de l'analyse au signal de sgluon

mass [GeV]	center [GeV]	width [GeV]	signal	data	background	S/ $\Delta B$	S/ $\sqrt{B}$	S/B
150	135	30	9222	30821	$31133 \pm 650$	13.7	52.3	0.30
250	210	70	1406	8318	$8494 \pm 210$	6.4	15.3	0.17
300	265	75	424	2752	$2753 \pm 90$	4.4	8.1	0.15
350	310	75	150	1168	$1142 \pm 50$	2.7	4.5	0.13

masse du signal est montré dans le table [VIII.10](#). Le centre et la taille de la fenêtre ont été choisis pour

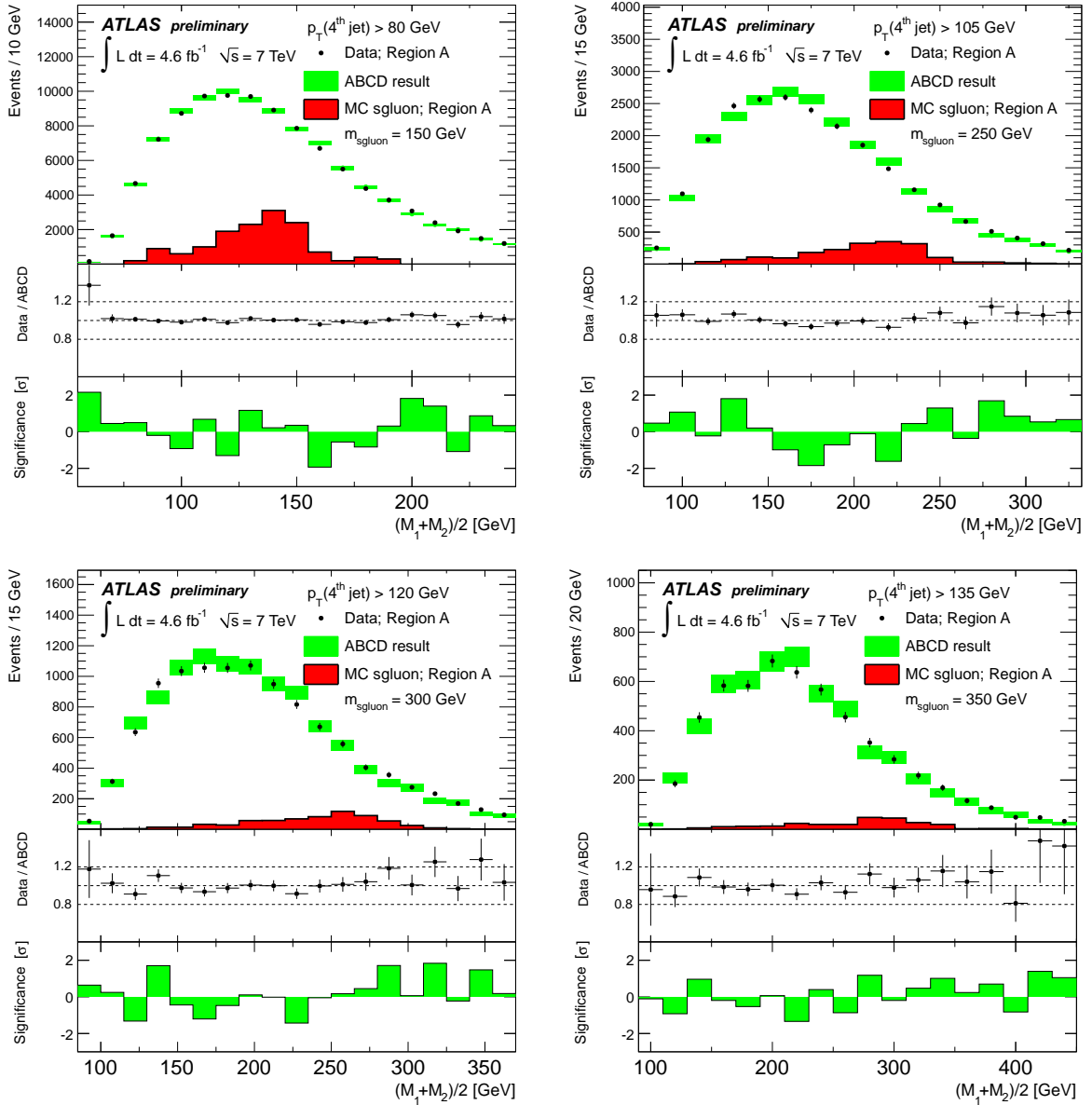


FIG. VIII.9 – Comparaison des données dans la région du signal avec la prédiction de fond. Les points sont des données de la région de signal (région A). L’histogramme plein est le signal estimé dans la région A pour la section efficace nominale. La prédiction du fond dans la région A sur la base des données dans la région B (rectangles) normalisée en utilisant la méthode ABCD est représentée pour  $M_{\text{sgluon}} = 150, 250, 300, 350$  GeV. La partie inférieure présente la signification, en écarts-types, de la différence entre les données et la prédiction dans chaque bin.



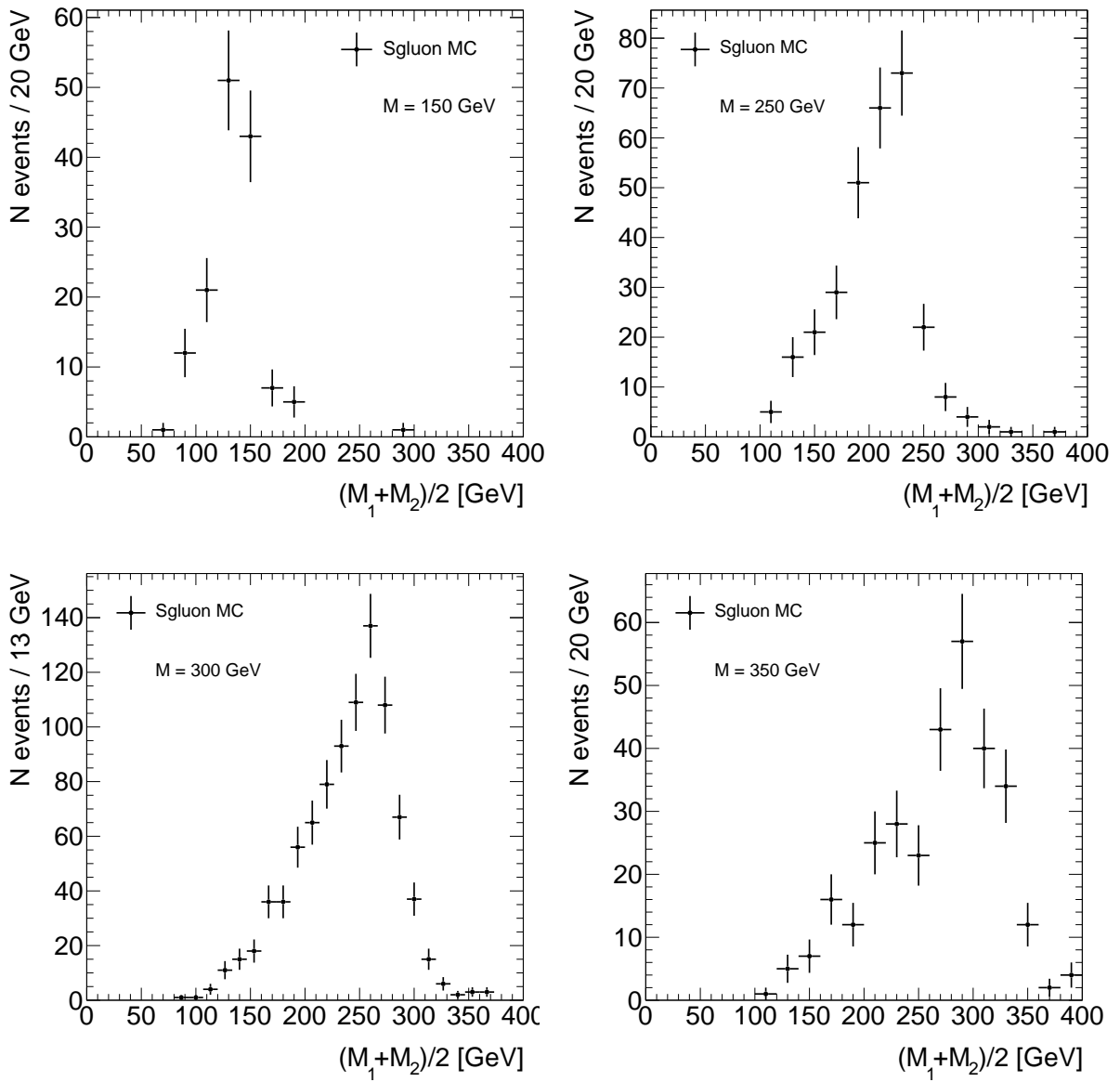


FIG. VIII.10 – La masse moyenne reconstruite pour le signal MC après la selection comme pour la figure VIII.9.

maximiser le ratio  $S\sqrt{B}$ . La première colonne est la masse du sgluon (correspondant à une coupure en  $p_T$  du tableau VIII.9 et à une sous-figure dans les figures VIII.9 et VIII.10) prise en considération. Les deuxième et troisième colonnes sont le centre et la largeur totale de la fenêtre en GeV. La quatrième colonne est le nombre attendu d'événements de signal dans la fenêtre. Les deux colonnes suivantes sont le nombre d'événements observés et la prédiction de fond. L'incertitude sur la prédiction du fond vient de la statistique limitée des régions de contrôle et de l'incertitude systématique sur la normalisation de fond. Les trois dernières colonnes sont différents indicateurs de la sensibilité de l'analyse au signal de sgluon, où S est le nombre prévu d'événements de signal dans la fenêtre, B, le nombre d'événements de fond prédit dans la fenêtre et  $\Delta B$ , l'incertitude sur le prédiction du nombre d'événements de fond. Ces indicateurs montrent que l'analyse peut-être sensible à un signal de sgluon. Pour évaluer précisément cette sensibilité, l'impact des incertitudes systématiques doit être évalué, ce qui est fait dans la section suivante.

## VIII.6.2 Incertitudes systématiques

Pour les échantillons de signal, les incertitudes systématiques sont divisées entre les effets systématiques affectant la forme et l'acceptance. Les systématiques sur la forme sont évaluées en prenant le rapport des histogrammes obtenus en ayant appliqué un shift de  $\pm 1$  écart type de la systématique considérée. Cet histogramme de rapport est normalisé à l'unité et la différence absolue est prise comme une incertitude sur l'acceptance. Les sources suivantes sont considérées comme systématiques, et il est indiqué si elles affectent la forme ou l'acceptance, ou les deux :

### Luminosité intégrée (Acceptance seulement) :

L'incertitude systématique sur la luminosité de 3,9% [88, 153] se propage directement sur l'acceptance du signal. Cette incertitude est traitée comme parfaitement corrélée entre les différentes régions de la matrice.

### Parton distribution function (PDF) (Acceptance seulement) :

Les échantillons de signal sont générés avec les PDF MRST LO\* [140]. Les PDF CT10 [36] sont utilisées pour évaluer les incertitudes systématiques provenant des PDF sur l'acceptance du signal. Ces PDF, obtenus à partir de données expérimentales, ont une incertitude qui se traduit dans 26 paires de PDF additionnelles fournis par le groupe CTEQ. Chaque paire de PDF correspond à un écart de  $\pm 1$  écart type dans les paramètres gouvernant les PDFs. Les événements MC sont re-pondérés avec les ratios correspondants de PDF et l'acceptance du signal est ( $\epsilon_i^+$  and  $\epsilon_i^-$ ) recalculée. Figure VIII.11 indique l'acceptance du signal calculée avec chacune des paires de PDF divisée par l'acceptance du signal pour la valeur nominale des paramètres des PDF CT10. L'incertitude est calculée comme la moitié de la somme quadratique des différences entre les 26 paires et le résultat central :

$$(\Delta\epsilon)^2 = \sum_{i=0}^n \left( \frac{\epsilon_i^+ - \epsilon_i^-}{2} \right)^2 \quad (\text{VIII.3})$$

Cette incertitude est traitée comme non corrélée entre les différentes régions de la matrice.

### Efficacité du système de déclenchement (Acceptance seulement) :

La simulation du système de déclenchement est appliquée au MC et une incertitude de 1% sur l'acceptance du signal est ajoutée pour prendre en compte une différence possible dans la réponse du système de déclenchement entre les données et le MC. Cette incertitude est traitée comme non corrélée entre les différentes régions de la matrice.

### Statistique du MC (Acceptance seulement) :

L'incertitude sur l'acceptance du signal due à la statistique finie du MC est évaluée séparément dans chaque région de la matrice. Cette incertitude est traitée comme non corrélée entre les différentes régions

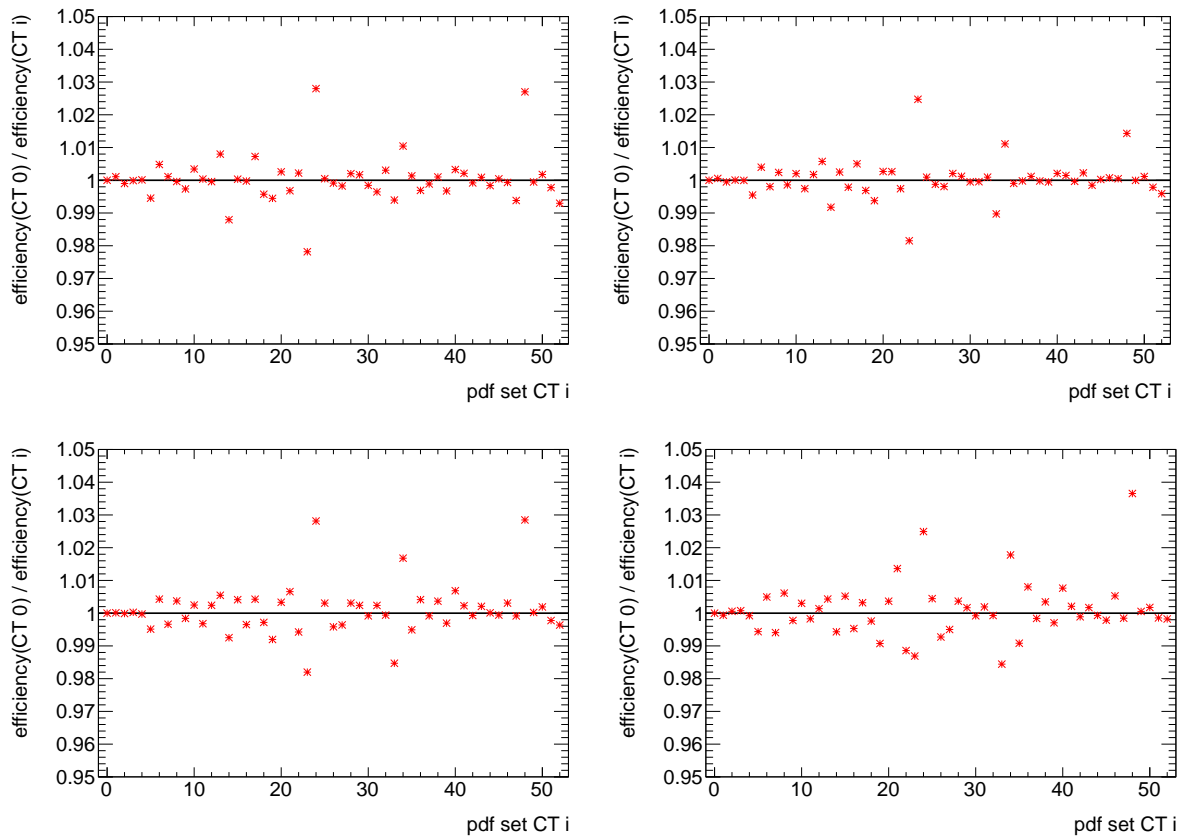


FIG. VIII.11 – L'acceptance du signal calculée avec chacune des paires de PDF divisée par l'acceptance du signal pour la valeur nominale des paramètres des PDF CT10. Ces variations sont utilisés pour estimer l'incertitude venant de PDFs sur l'acceptance attendue pour le signal pour des masses de 150, 250, 300 et 350 GeV.

de la matrice.

### Échelle d'énergie des jets (Acceptance et forme) :

L'échelle d'énergie des jets et son incertitude ont été obtenues en combinant les informations provenant des données de collisions, de faisceau test et de simulation [142]. L'incertitude sur la JES est obtenu avec le MultijetJESUncertaintyProvider (JetUncertainties-00-03-04-04), qui inclus dans l'incertitude des contributions venant du pile-up et de l'isolation des jets. Cette incertitude est traitée comme parfaitement corrélée entre les différentes régions de la matrice. Des histogrammes "haut" et "bas" de la masse moyenne reconstruite sont générées et correspondent à la propagation dans le MC d'un shift de  $\pm 1$  écart type de la JES comme indiqué en figure VIII.12 (à gauche) pour une masse du sgluon de 300 GeV.

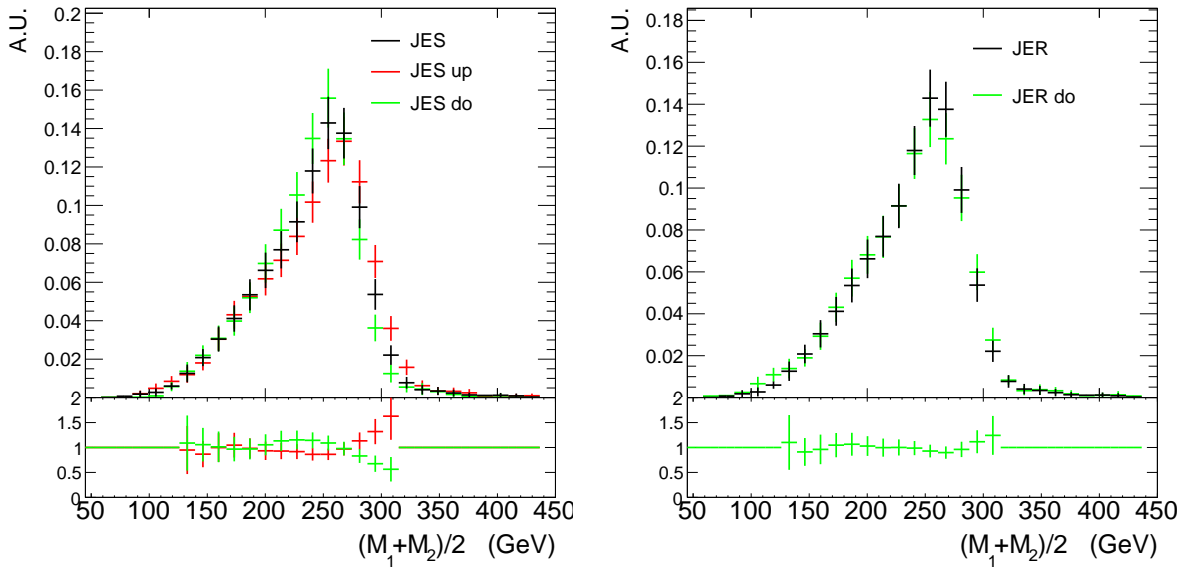


FIG. VIII.12 – Effet des systématiques sur la forme de la masse moyenne reconstruite pour le signal avec un masse du sgluon de 300 GeV. La JER (à gauche) et la JES (à droite)

### Résolution sur l'énergie des jets (Acceptance et forme) :

L'incertitude sur la JER, obtenu avec le JERprovider (JetResolution-01-00-00) [159], est utilisé pour créer des histogrammes de la masse moyenne reconstruite où l'énergie des jets a été étalée de façon gaussienne (figure VIII.12 à droite) selon l'incertitude sur l'accord entre les données et le MC. Cette incertitude est traitée comme parfaitement corrélée entre les différentes régions de la matrice.

### ISR/FSR (Acceptance seulement) :

Les effets des variations de la quantité de rayonnement QCD produit dans l'état initial ou final (ISR/FSR) sur le signal sont étudiées en faisant varier les paramètres de PYTHIA qui contrôlent ISR/FSR dans une gamme cohérente avec les données expérimentales [160, 161]. Figure VIII.13 montre la distribution de la masse moyenne reconstruite pour un signal de masse 300 GeV, utilisant des jets vérités anti- $k_r$   $R = 0,4$ , pour le montant nominal de ISR/FSR et pour les variations. L'effet sur la distribution de la masse moyenne reconstruite est petite. Par conséquent, l'incertitude n'est assignée qu'à l'acceptance du signal et est égale à la moitié de la différence entre les deux échantillons (3,5%). L'étude des corrélations entre les régions de la matrice, montre une corrélation totale à l'incertitude statistique près ( $\sim 1\%$ ). L'incertitude est traitée comme parfaitement corrélée entre les différentes régions de la matrice.

### ATLFAST-II :

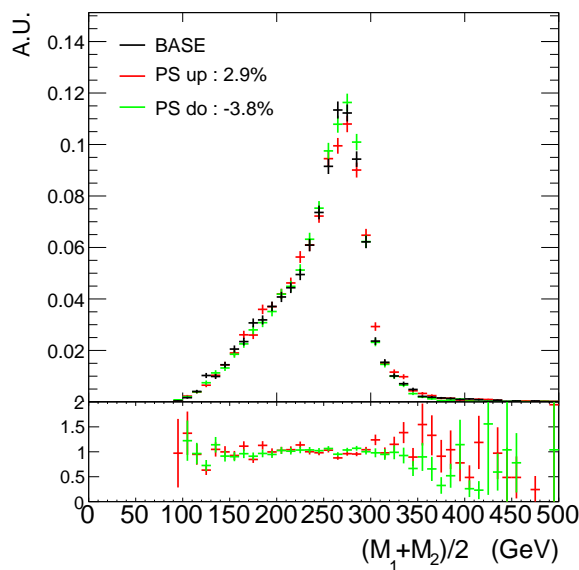


FIG. VIII.13 – L’impact des variations d’ISR/FSR sur l’acceptance du signal et sur la distribution de la masse moyenne reconstruite. La figure montre la distribution de la masse moyenne reconstruite après toutes les sélections pour la valeur par défaut du tune d’ISR/FSR AUET2B LO\*\* (noir) et avec les variations des paramètres gouvernant l’ISR/FSR (rouge et vert). Les histogrammes ont été normalisés à l’unité. Le changement dans l’acceptance du signal est indiqué dans la légende.

Les échantillons ATLFast-II et de simulation complète sont compatibles ou on trouve une plus grande efficacité du signal dans la simulation complète de sorte qu’aucune incertitude n’est ajoutée pour l’utilisation de ATLFast-II dans l’analyse.

#### Normalisation du fond par la méthode ABCD :

Le fond est normalisé à l’aide de la relation matricielle de l’équation VIII.2. Une incertitude de 2% sur la relation est dérivée des tests de fermeture dans les échantillons MC QCD.

Les différentes incertitudes systématiques sont résumées dans la table VIII.11.

### VIII.6.3 Construction de la fonction de vraisemblance

Les données sont comparées à l’hypothèse du fond seulement et à l’hypothèse du fond plus signal en utilisant une fonction de vraisemblance tenant compte des incertitudes systématiques via des paramètres de nuisance. La construction de la fonction de vraisemblance est expliquée dans cette section et les performances attendues sont évaluées à l’aide d’ensembles de pseudo-expériences générés à partir d’un modèle jouet dérivé des échantillons PYTHIA QCD. La fonction est modifiée par rapport à celle utilisée pour l’analyse de 2010. Alors que le fond était paramétré par une fonction ajustée aux données dans une région de contrôle (région B), la distribution (qui est binnée) observée dans la région B est directement utilisée pour modéliser le fond dans la région de signal. Une gaussienne était utilisée pour modéliser le signal en 2010, ce qui n’est plus justifié avec la sélection de utilisée en 2011 (notamment à cause de la coupure en  $p_T$  plus lâche). A la place on utilise directement la distribution venant du MC de signal (qui est aussi binnée). Une modification notable est l’ajout de termes dans la fonction de vraisemblance pour modéliser le signal dans les régions de contrôles. La contamination du signal était prise en compte pour l’analyse 2010 uniquement dans la génération des pseudo-expériences et non pas dans la fonction de vraisemblance. Cela représentait un traitement correct de la contamination dans l’obtention des limites attendues et observées. L’ajout des termes de signal dans les régions de contrôles permet d’obtenir une

TAB. VIII.11 – Les incertitudes systématiques dues à l'échelle d'énergie des jets (JES), la résolution en énergie des jets (JER), la variation de l'ISR/FSR, le choix des PDF (PDF), la luminosité intégrée (Lumi), les statistiques du Monte-Carlo de signal (MC stat.) et l'efficacité de déclenchement (trigger). L'incertitude relative sur l'acceptance signal est donnée pour les quatre régions de la matrice. L'incertitude sur la JES est traitée comme asymétrique, le premier (deuxième) chiffre correspond à une hausse (baisse) des fluctuations de la JES. Pour l'incertitude sur la JER, seulement une dégradation de la résolution dans le MC est considérée. La dernière colonne indique la façon dont la corrélation est traitée entre les quatre régions de la matrice.

Systématique	A	B	C	D	Corrélation ABCD
JES	+10%,-10%	+11%,-11%	+11%,-13%	+15%,-10%	100%
JER	+0%,-2%	+0%,-7%	+0%,-1%	+0%,-2%	100%
ISR/FSR	+3.5%,-3.5%	+3.5%,-3.5%	+3.5%,-3.5%	+3.5%,-3.5%	100%
Trigger	±1%	±1%	±1%	±1%	100%
Lumi	±3.9%	±3.9%	±3.9%	±3.9%	100%
MC Sstat.	±4%	±11%	±5%	±8%	0%
PDF	±3%	±3%	±3%	±2%	0%

fonction de vraisemblance ayant une bonne linéarité dans la section efficace du signal et améliore les performances obtenues.

La fonction de vraisemblance est le produit des probabilités gaussiennes des données dans la région A pour un modèle donné et des probabilités gaussiennes de paramètres de nuisance :

$$L(\mu, \theta) = \prod_{\text{bin } i} \text{Gaus}(n_{A,i}, n_{A,i}^s(\mu, \theta) + n_{A,i}^b(\mu, \theta), \Delta n_{A,i}(\mu, \theta)) \times \prod_{\delta_{\text{sys}} \in \theta} \text{Gaus}(\delta_{\text{sys}}, 0, 1)$$

Où :

- $\mu$  est le paramètre d'intérêt, la puissance du signal
- $\theta$  représente les paramètres de nuisance
- $n_{A,i}$  est le nombre d'événements observés dans la région A dans le bin i
- $n_{A,i}^b(\theta)$  est le nombre prévu d'événements de fond dans la région A dans le bin i pour les paramètres de nuisance  $\theta$
- $n_{A,i}^s(\theta)$  est le nombre prévu d'événements de signal dans la région A dans le bin i pour les paramètres de nuisance  $\theta$
- le symbole Gaus représente une distribution gaussienne, le second argument est le centre de la Gaussienne, le troisième sa largeur et le premier la valeur pour laquelle la distribution est évaluée
- $\Delta n_{A,i}(\theta)$  est l'incertitude statistique du modèle dans la région A dans le bin i ajoutée en quadrature à l'incertitude statistique des données dans la région A dans le bin i

Le nombre prévu d'événements de signal dépend des paramètres de nuisance, représentant les incertitudes systématiques. Huit paramètres de nuisance sont inclus dans la fonction de vraisemblance afin de modéliser les systématiques sur l'acceptance du signal. Un paramètre de nuisance contraint l'incertitude systématique sur la relation ABCD. Dans notre modélisation des systématiques, l'incertitude sur la JES est traitée comme parfaitement corrélée entre les quatre régions de la matrice, mais est autorisée à avoir un impact différent dans chacune des régions de la matrice. Par conséquent l'incertitude sur la JES est modélisée avec un paramètre de nuisance individuel dans la fonction de vraisemblance. Le même traitement est appliqué à l'incertitude sur la JER. Les incertitudes sur l'efficacité de déclenchement et la

luminosité intégrée sont parfaitement corrélées entre les quatre régions de la matrice et ont le même effet dans chacune des régions de la matrice. Elles sont ajoutées en quadrature et modélisées par un paramètre de nuisance ( $\delta_{\text{SYS1}}$ ). L'incertitude provenant de la statistique finie du MC de signal est considérée comme non corrélée entre les régions de la matrice. Elle est modélisée par quatre paramètres de nuisance, un pour chaque région de la matrice. L'incertitude venant des PDF est traitée comme non corrélée entre les quatre régions de la matrice et est ajoutée en quadrature, région par région, à l'incertitude provenant de la statistique finie du MC de signal. La somme quadratique des incertitudes sur les PDF et la statistique du MC est modélisée par quatre paramètres  $\delta_{\text{SYS2}_R}$  où R représente A, B, C ou D.

Pour les régions A et B, le nombre prédit d'événements de signal dans le bin i dans la région R (R = A ou B) est donné par :

$$\begin{aligned} n_{R,i}^s(\theta) = & \mu \cdot n_{R,i}^{s,template} \\ & \times \Delta\epsilon(\text{JES}, \delta_{\text{JES}}, R) \cdot \Delta\epsilon(\text{JER}, \delta_{\text{JER}}, R) \\ & \times \Delta\epsilon(\text{SYS1}, \delta_{\text{SYS1}}, R) \cdot \Delta\epsilon(\text{SYS2}_R, \delta_{\text{SYS2}_R}, R) \end{aligned} \quad , \quad (\text{VIII.4})$$

où  $n_{R,i}^{s,template}$  est le nombre d'événements dans le modèle de signal dans le bin i pour  $\mu = 1$  et où  $\Delta\epsilon(x, \delta_x, R)$  est la fonction qui retourne le changement relatif de l'acceptance du signal dans la région R en raison d'un décalage de  $\delta_x$  écart type de l'incertitude systématique correspondante  $x$ . La forme de la distribution n'est pas utilisée dans les régions C et D. Le nombre prévu d'événements de signal dans la région R (R = C ou D) est calculé comme dans l'équation VIII.4 mais avec la suppression de l'index i de bin.

La prédiction de fond dans la région A est prise à partir des données en utilisant la méthode décrite dans la section VIII.5. La forme de la prédiction du fond dans la région A est pris à partir des données dans la région B et est normalisée par le facteur BCD. Trois paramètres de nuisance sont incorporer dans l'ajustement afin de contraindre l'incertitude statistique sur le nombre d'événements observés dans les données de la région B, C et D.

Le nombre prévu d'événements de fond dans le bin i dans la région A est donné par :

$$\begin{aligned} n_{A,i}^b(\theta) = & (n_{B,i}^b - n_{B,i}^s(\theta)) \cdot (n_C^b - n_C^s(\theta)) / (n_D^b - n_D^s(\theta)) \\ & \times \Delta\epsilon(\text{STAT}_B, \delta_{\text{STAT}_B}) \cdot \Delta\epsilon(\text{STAT}_C, \delta_{\text{STAT}_C}) / \Delta\epsilon(\text{STAT}_D, \delta_{\text{STAT}_D}) \\ & \times \Delta\epsilon(\text{ABCD}, \delta_{\text{ABCD}}) \end{aligned} \quad , \quad (\text{VIII.5})$$

$$(\text{VIII.6})$$

où  $n_{B,i}^b$  est le nombre d'événements observés dans les données dans le bin i de la région B et  $n_C^b$  ( $n_D^b$ ) le nombre d'événements observés dans les données de la région C (D).  $\Delta\epsilon(\text{STAT}_R, \delta_{\text{STAT}_R})$  est la fonction retournant la variation relative du nombre d'événements observés dans la région R en raison d'un changement de  $\delta_{\text{STAT}_R}$  écart type de l'incertitude statistique correspondante  $\text{STAT}_R$ .  $\Delta\epsilon(\text{ABCD}, \delta_{\text{ABCD}})$  est la fonction retournant le changement relatif de la normalisation du fond à cause d'un décalage de  $\delta_{\text{ABCD}}$  écart type de l'incertitude systématique sur la relation ABCD.

Le pull et la linéarité de la fonction de vraisemblance sont évalués en utilisant des pseudo-expériences générées à partir d'un modèle jouet dérivé des échantillons PYTHIA QCD. Dans une pseudo-expérience (PE), des pseudo-données sont générées représentant la distribution de la masse moyenne reconstruite dans les régions A et B et le nombre d'événements dans les régions C et D. Le nombre d'événements de fond dans les pseudo-données dans les régions C et D est tiré de façon aléatoire en utilisant une distribution de Poisson avec une valeur attendue prise des échantillons PYTHIAQCD normalisés aux données après la présélection. La forme de base pour la masse moyenne reconstruite du fond dans les régions A et B, est paramétrée, ajoutant les régions A et B ensembles, par un ajustement de la fonction suivante aux échantillons PYTHIA QCD :  $f(x) = (x - p_1)^{p_2} \cdot e^{-x \cdot p_3 - x^2 \cdot p_4}$  où  $p_1, p_2, p_3, p_4$  sont les paramètres libres et  $x$  est la masse moyenne reconstruite. Les ajustements, fait pour des coupures différentes sur le  $p_T$  des jets, sont présentés dans la figure VIII.14.

La valeur centrale de la normalisation du fond dans la région B est pris dans les échantillons PYTHIA QCD normalisés aux données après présélection. Pour la région A, le rapport de la méthode ABCD

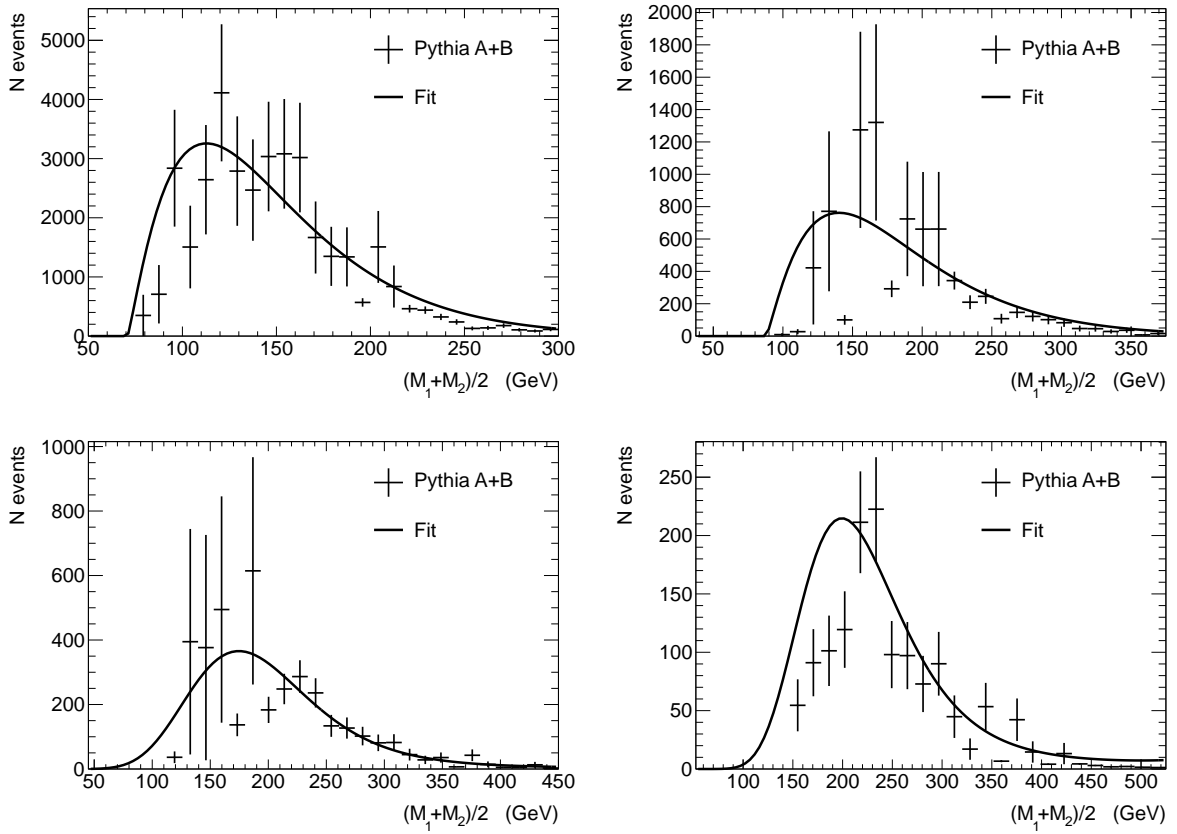


FIG. VIII.14 – Ajustement de la fonction du texte à la distribution de la masse moyenne reconstruite pour une coupure en  $p_T$  correspondant à des masses du sgluon de 150 (en haut à gauche), 250 (en haut à droite), 300 (en bas à gauche) et de 350 GeV(en bas à droite).



(équation VIII.2) est utilisé avec les valeurs centrales, décrites plus haut, du fond dans les régions B,C et D. Un tirage aléatoire selon l'incertitude systématique gaussien sur la relation ABCD, modifie ce rapport (de la méthode ABCD) utilisé pour générer chaque pseudo-expérience.

Des histogrammes sont générés pour le fond dans les régions A et B à partir de la paramétrisation précédente avec un tirage aléatoire selon la loi de Poisson dans chaque bin. Comme pour le fond, des pseudo-données sont générées représentant le signal dans les régions A, B, C et D de sorte que la contamination du signal dans les régions de contrôle est inclus dans le modèle. Les prédictions sont prises à partir des échantillons MC. Dans chaque pseudo-expérience, les incertitudes statistiques et systématiques sont propagées et tirées aléatoirement, selon des lois de Poisson et de Gauss, autour de leurs valeurs mesurées.

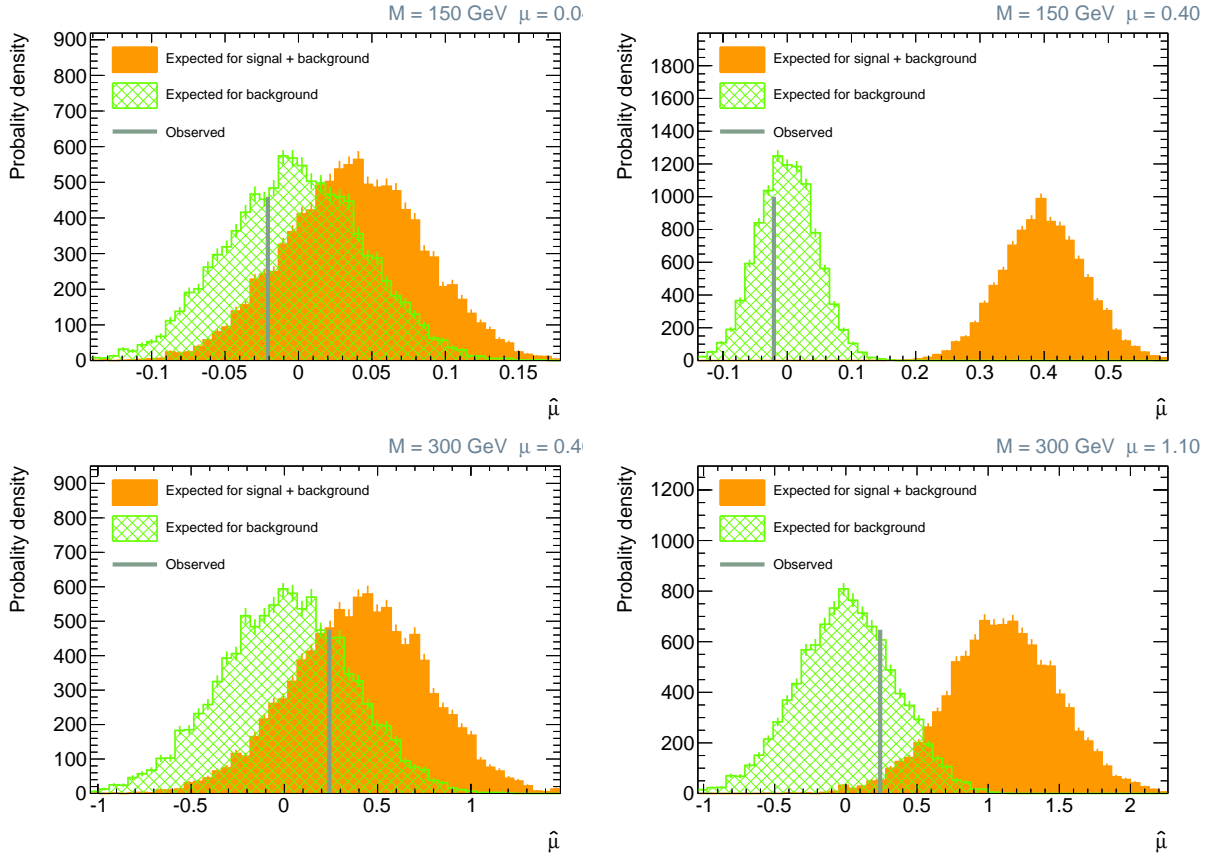


FIG. VIII.15 – Test de la fonction de vraisemblance sur le modèle jouet dérivé de PYTHIA. La distribution du paramètre minimisant la fonction de vraisemblance ( $\hat{\mu}$ ) pour  $M_{\text{sgluon}} = 150 \text{ GeV}$ ,  $\mu = 0,04$  (en haut à gauche) et  $\mu = 0,4$  (en haut à droite) et pour  $M_{\text{sgluon}} = 300 \text{ GeV}$ ,  $\mu = 0,4$  (en bas à gauche) et  $\mu = 1,1$  (en bas à droite). L'histogramme plein est la distribution attendue pour le fond plus l'hypothèse du signal, l'histogramme hachuré est celle attendue pour l'hypothèse de fond seulement. La ligne grise est la valeur observée dans une pseudo-expérience choisie au hasard parmi toutes.

Des ensembles de PE sont créés pour différentes masses du sgluon et pour différents  $\mu$ . La fonction de vraisemblance est ajustée pour chaque PE, tous les paramètres sont laissés libres dans l'ajustement. La distribution du paramètre  $\mu$  minimisant la fonction de vraisemblance ( $\hat{\mu}$ ) est indiquée dans la figure VIII.15 pour  $M_{\text{sgluon}} = 150 \text{ GeV}$ ,  $\mu = 0,04$  et  $\mu = 0,4$  et pour  $M_{\text{sgluon}} = 300 \text{ GeV}$ ,  $\mu = 0,4$  et  $\mu = 1,1$ . Le  $\mu$  observé dans la figure VIII.15 a été choisi au hasard parmi toutes les PEs.

Une gaussienne est ajustée aux distributions  $\hat{\mu}$  pour en extraire la moyenne et effectuer un ajustement linéaire, par la méthode des moindres carrés, de la moyenne en fonction du  $\mu$  généré (en utilisant comme incertitude celle retournée dans l'ajustement gaussien des distributions  $\mu$ ). Comme le montre la figure VIII.16 pour  $M_{\text{sgluon}} = 150, 250, 300$  et  $300 \text{ GeV}$ , la fonction de vraisemblance a une bonne

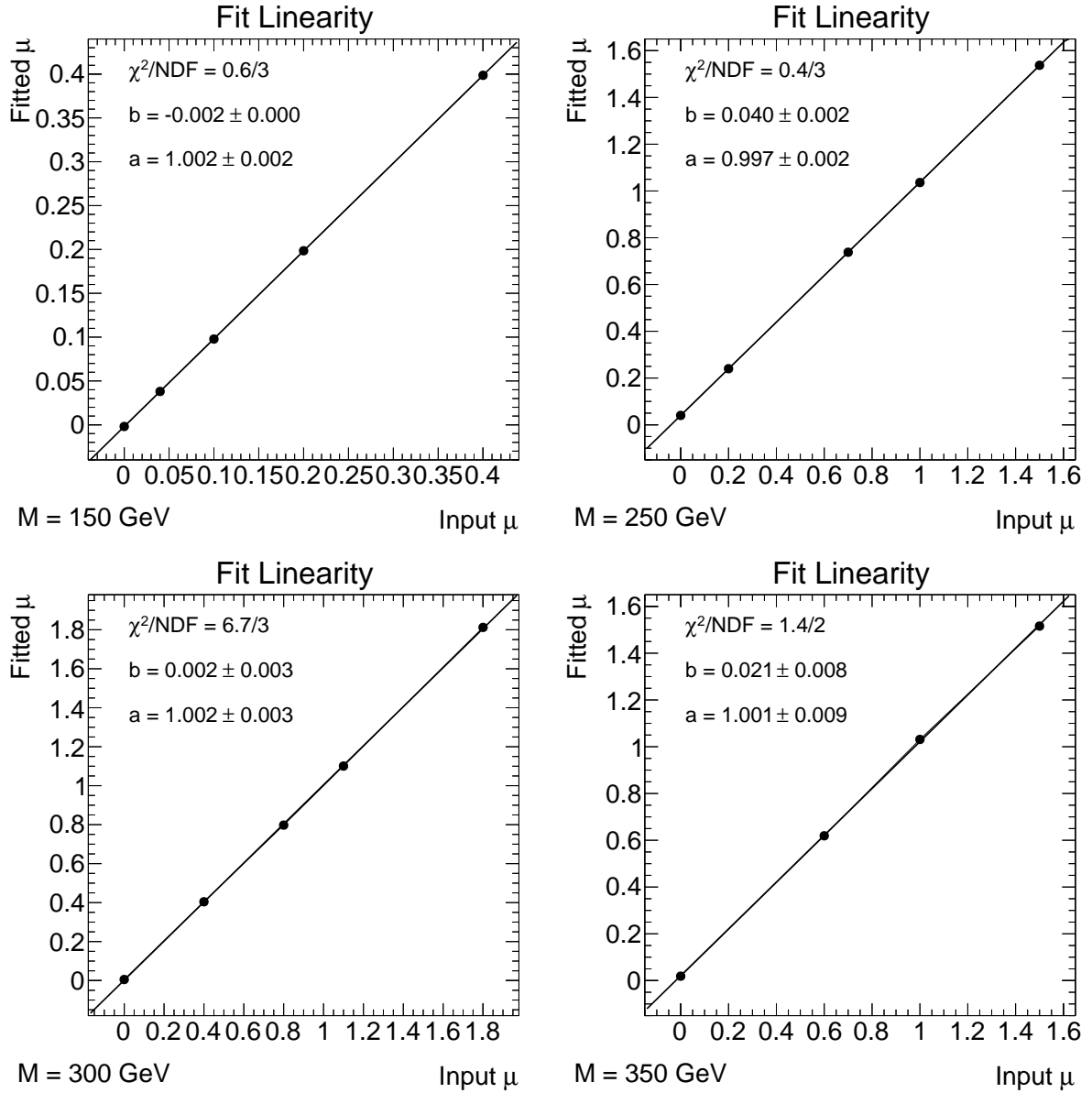


FIG. VIII.16 – Test de la fonction de vraisemblance sur le modèle jouet dérivé de PYTHIA. La linéarité dans la force du signal  $\mu$  de la fonction de vraisemblance pour  $M_{\text{sgluon}} = 150, 250, 300$  et  $300$  GeV.

linéarité sur toute la gamme.

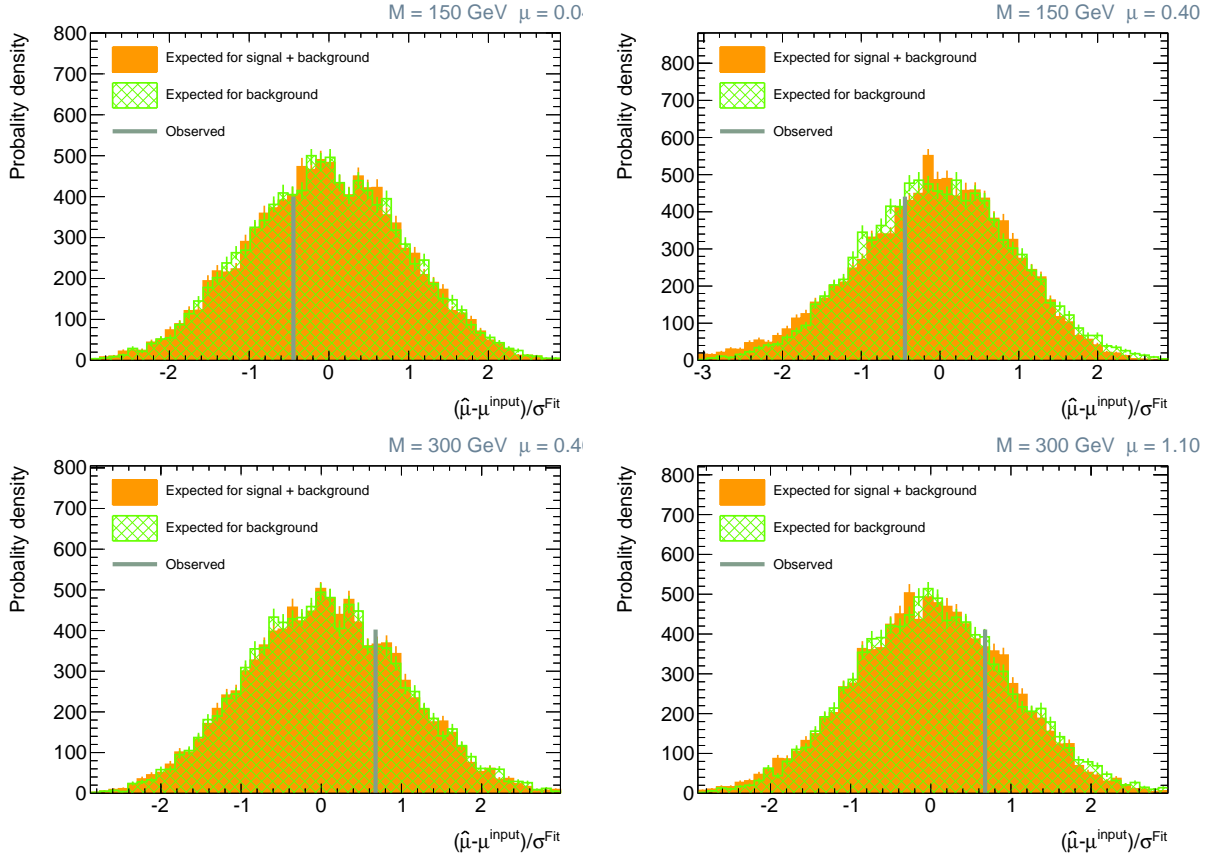


FIG. VIII.17 – Test de la fonction de vraisemblance sur le modèle jouet dérivé de PYTHIA. La distribution du pull pour  $M_{\text{s}gluon} = 150 \text{ GeV}$ ,  $\mu = 0,04$  (en haut à gauche) et  $\mu = 0,4$  (en haut à droite) et pour  $M_{\text{s}gluon} = 300 \text{ GeV}$ ,  $\mu = 0,4$  (en bas à gauche) et  $\mu = 1,1$  (en bas à droite). L’histogramme plein est la distribution attendue pour le fond plus l’hypothèse du signal, l’histogramme hachuré est celle attendue pour l’hypothèse de fond seulement. La ligne grise est la valeur observée dans une pseudo-expérience choisie au hasard parmi toutes.

L’incertitude retournée par Minuit sur  $\mu$  peut être comparée à l’incertitude obtenue dans les PE via les distributions du pull. Le variable de pull étant défini comme  $\hat{\mu}$  moins le  $\mu$  généré, divisé par l’incertitude sur  $\mu$  retournée par Minuit. La distribution du pull est présentée sur la figure VIII.17 pour  $M_{\text{s}gluon} = 150 \text{ GeV}$ ,  $\mu = 0,04$  et  $\mu = 0,4$  et pour  $M_{\text{s}gluon} = 300 \text{ GeV}$ ,  $\mu = 0,4$  et  $\mu = 1,1$ .

Les distributions pulls sont ajustées à des gaussiennes pour en extraire les écarts-types et effectuer un ajustement linéaire, par la méthode des moindres carrés, de l’écarts-type en fonction du  $\mu$  généré (en utilisant comme incertitude celle retournée dans l’ajustement gaussien des distributions pull) Figure VIII.18 montre un pull de  $\sim 97 \%$  pour  $M_{\text{s}gluon} = 150, 250, 300$  et  $350 \text{ GeV}$ . Ceci indique que les PE n’incluent pas une petite partie de l’incertitude qui est détectée par Minuit. Cet effet apparaît uniquement lorsque les incertitudes systématiques sur le signal sont inclus dans l’ajustement. Le même comportement est observé pour les autres masses. Cet effet est suffisamment faible et dans la suite l’erreur retournée par Minuit sur  $\mu$  n’est pas corrigée pour ce biais.

La largeur des distributions  $\hat{\mu}$  pour l’hypothèse de fond plus signal augmente avec les incertitudes systématiques sur l’acceptance du signal. Cela est dû au tirage aléatoire de la systématique correspondantes lors de la génération des PE. La différence quadratique entre la largeur des distributions  $\hat{\mu}$  générée avec ou sans une systématique donnée est égale à l’incertitude correspondante au carré. A titre d’exemple, la largeur de la distribution  $\hat{\mu}$  dans la figure de VIII.15 (à droite) augmente de 0,40 à 0,41 lors de l’ajout des  $\sim 10$  d’incertitude systématique sur la JES.

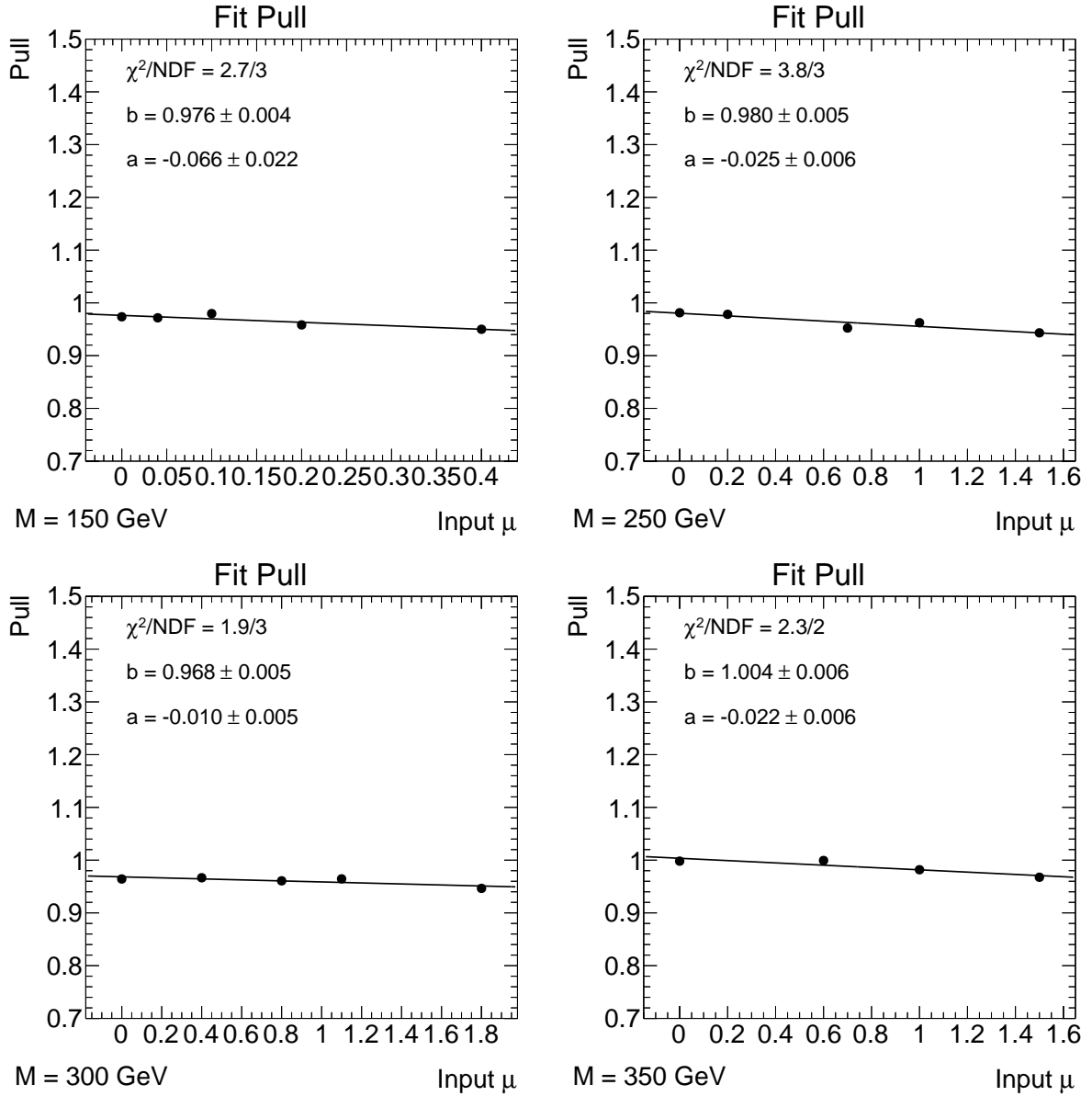


FIG. VIII.18 – Test de la fonction de vraisemblance sur le modèle jouet dérivé de PYTHIA. Le pull de la fonction de vraisemblance pour  $M_{\text{sgluon}} = 150, 250, 300$  et  $350$  GeV.

### VIII.6.4 Ajustement de la fonction de vraisemblance aux données

En supposant une masse du signal donnée, la fonction de vraisemblance est ajustée aux données. Le paramètre d'intérêt, la force du signal, et les paramètres de nuisance sont laissés libres dans l'ajustement. La fonction de vraisemblance est étudiée au voisinage de  $\hat{\mu}$  en répétant l'ajustement avec  $\mu$  fixé à une

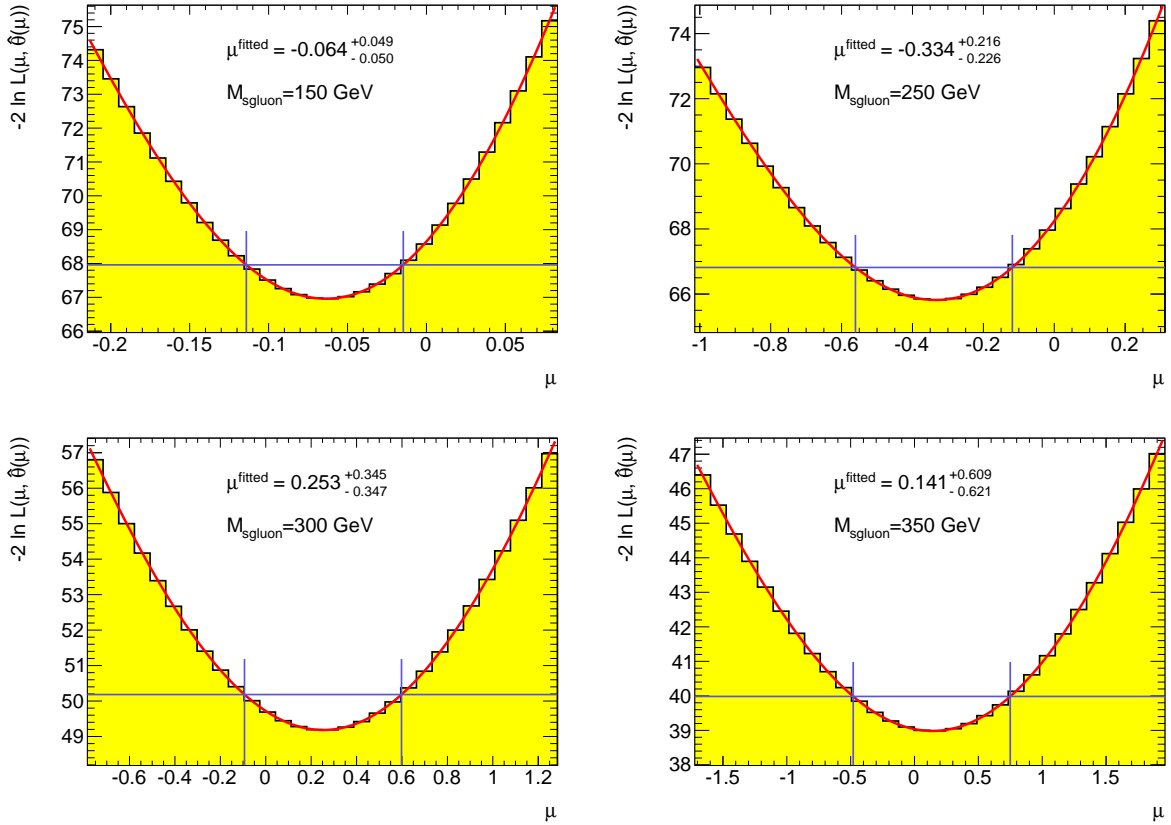


FIG. VIII.19 – La valeur minimale de la fonction de vraisemblance en fonction du  $\mu$  fixé pour  $M_{\text{sgluon}} = 150, 250, 300$  et  $350$  GeV. Une fonction polynomiale de degré 4 est ajustée à la courbe, son minimum ( $\hat{\mu}$ ) est considéré comme la valeur centrale de la mesure d'un hypothétique signal et les  $\mu$  tels que  $-2\ln(L_{\mu}) = -2\ln(L_{\hat{\mu}}) + 1$  sont pris comme l'incertitude sur cette mesure.

valeur donnée et tous les paramètres de nuisance laissés libres. La valeur minimale de la fonction de vraisemblance en fonction du  $\mu$  fixé est présentée dans la figure VIII.19 pour  $M_{\text{sgluon}} = 150, 250, 300$  et  $350$  GeV.

Une fonction polynomiale de degré 4 est ajustée à la courbe, le  $\mu$  pour lequel la fonction polynomiale est minimum (noté  $-2\ln(L_{\hat{\mu}})$ ) peut être considérée comme la valeur centrale de la mesure d'un hypothétique signal. Les  $\mu$  pour lesquels la fonction polynomiale est égal à  $-2\ln(L_{\hat{\mu}}) + 1$  sont pris comme l'écart-type sur cette mesure.

Les valeurs centrales obtenues en fonction de la masse du signal sont présentées dans la figure VIII.20 avec les incertitudes correspondantes. Aucun excès n'est trouvé et les données sont compatibles avec l'absence de signal pour toutes les masses testées.

### VIII.6.5 Limites sur la section efficace de production des sgluons

En l'absence de signaux de nouvelle physique visibles dans le spectre de masse invariante mesurée, des limites sont fixées sur la section efficace exclue en utilisant la distribution de masse invariant observée et le modèle de signal. Pour déterminer les limites d'exclusion, des pseudo-expériences sont générées en tenant compte des incertitudes systématiques et de la contamination du signal. Dans une

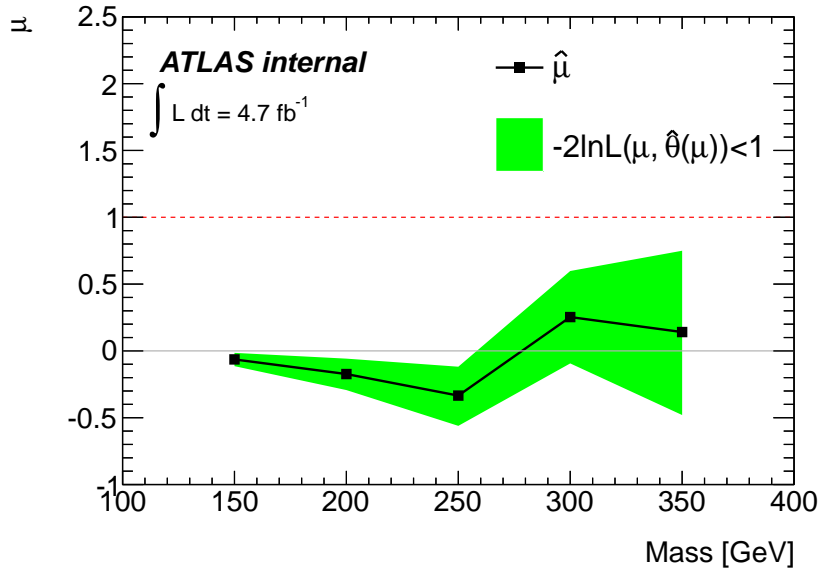


FIG. VIII.20 – La force du signal minimisant la fonction de vraisemblance en fonction de la masse du sgluon hypothétique. La bande est l’intervalle autour de  $\hat{\mu}$  correspondant à la région où  $-2\ln(L(\mu)) + 2\ln(L_{\hat{\mu}}) < 1$

pseudo-expérience, de pseudo-données sont générées représentant la distribution de la masse moyenne reconstruite de ces pseudo-données dans les régions A et B et les nombres d’événements, dans ces pseudo-données, dans les régions C et D. Le fond est généré à partir de ce qui est observé dans les données réelles dans les régions B, C et D et, pour la région A, en supposant la même distribution pour les régions A et B et la relation  $n_A = \epsilon_{ABCD} \cdot n_B \cdot n_C / n_D$  avec  $\epsilon_{ABCD}$  tiré aléatoirement selon une loi gaussienne d’écart-type égale à la systématique de 2%. Comme pour le fond, des pseudo-données sont générées représentant le signal dans les régions A, B, C et D de sorte que la contamination est inclus dans le modèle. Les prédictions sont prises à partir des échantillons MC. Dans chaque pseudo-expérience, les incertitudes statistiques et systématiques sont propagées et tirées aléatoirement, selon des lois de Poisson et de Gauss, autour de leurs valeurs mesurées.

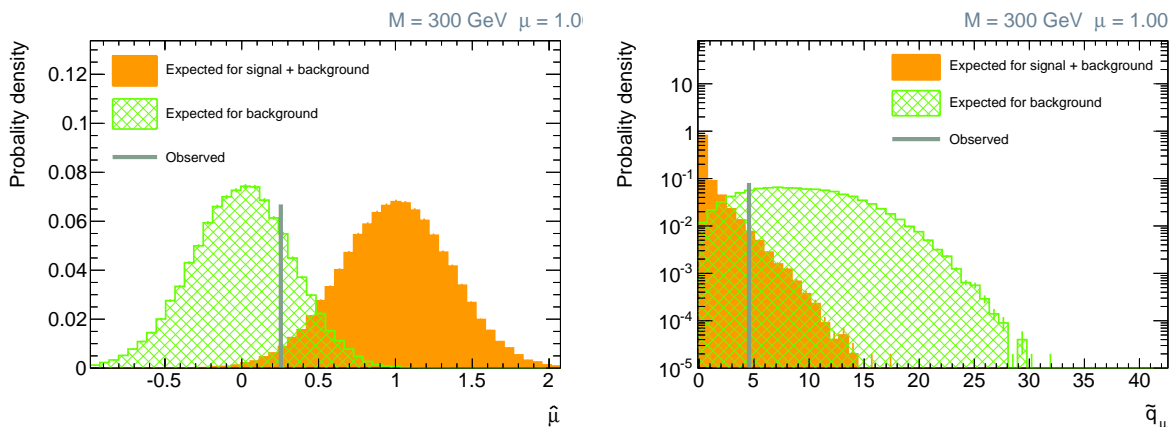


FIG. VIII.21 – La distribution de  $\hat{\mu}$  (à gauche) et de  $\tilde{q}_\mu$  (à droite) pour  $M_{sgluon}=300$  GeV et  $\mu = 1$ . L’histogramme plein est la distribution attendue pour l’hypothèse de fond plus signal. L’histogramme hachuré est la distribution attendue pour l’hypothèse de fond uniquement et le ligne grise est la valeur observée dans les données.

La fonction de vraisemblance est minimisée pour chaque pseudo-expérience, tous les paramètres

sont laissés libres. La distribution de  $\hat{\mu}$  obtenue est présentée dans la figure VIII.21 (à gauche) pour 40K pseudo-expériences pour un signal généré avec  $M_{\text{sgluon}} = 300$  GeV et  $\mu = 1$ . La distribution du rapport de maximum de vraisemblance,  $\tilde{q}_\mu$  de [147], entre l'hypothèse de fond et l'hypothèse de fond plus signal est présentée dans la figure VIII.21 (à droite)

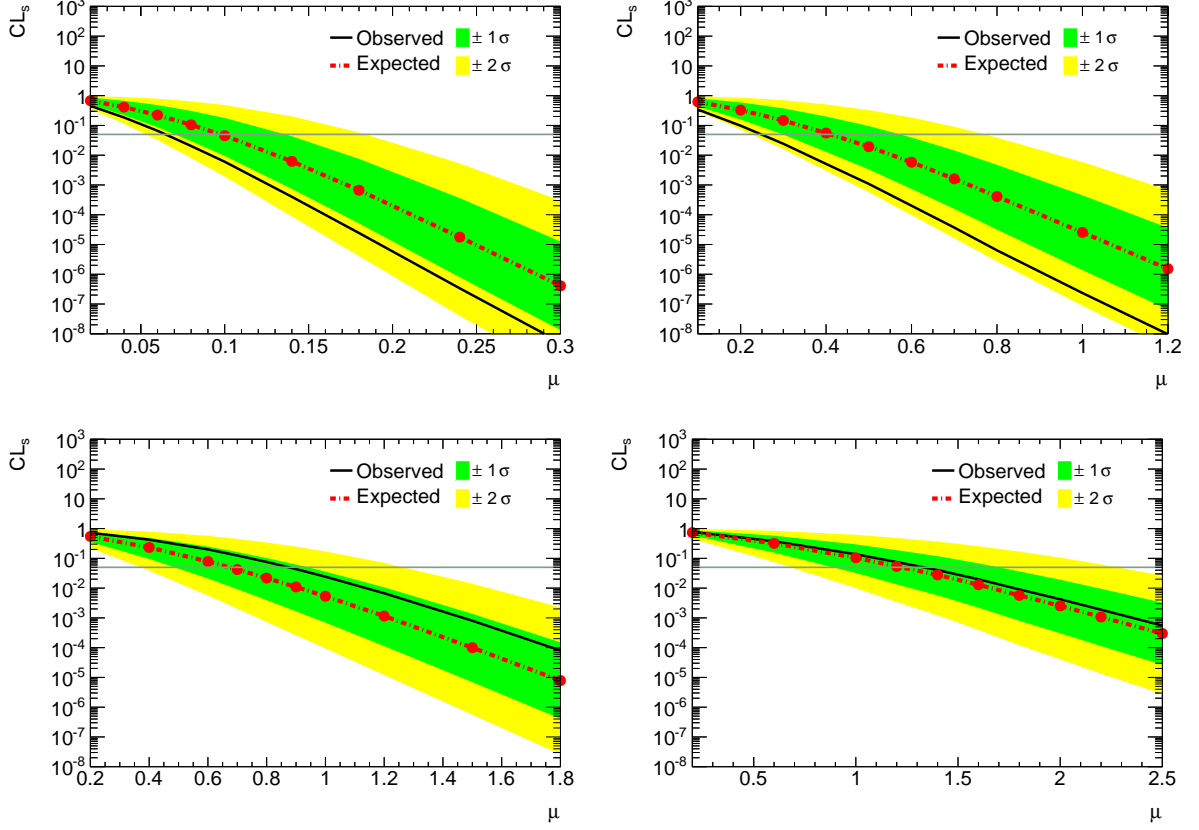


FIG. VIII.22 –  $CL_s$  en fonction de  $\mu$  pour une masse de signal de 150 GeV (en haut à gauche), 250 GeV (en haut à droite), 300 GeV (en bas à gauche) et 350 GeV (en bas à droite).

L'exclusion est déterminée en utilisant l'approche  $CL_s$  [146]. Le rapport de maximum de vraisemblance  $\tilde{q}_\mu$  est utilisé comme test statistique et est comparée  $\hat{\mu}$ . Pour chaque masse testée, le  $CL_s$  observé et la médiane attendue pour l'hypothèse de fond sont déterminées en fonction de  $\mu$ . Le résultat est montré dans la figure VIII.22 pour une masse de signal de 150, 250, 300 et 350 GeV en utilisant  $\mu$  comme test statistique (et non pas  $\tilde{q}_\mu$ ). La région tel que  $CL_s < 0,05$  est exclue à 95% de confiance. Les limites prévues et observées sont les intersections avec la droite  $CL_s = 0,05$ .

La figure VIII.23 montre la limite sur le  $\mu$  exclu à 95% CL en utilisant  $\hat{\mu}$  (à gauche) et le rapport de maximum de vraisemblance  $\tilde{q}_\mu$  (à droite) en fonction de la masse sgluon. La partie inférieure de la figure VIII.23 montre la limite attendue en fonction de la masse du signal pour les deux test-statistiques et le rapport entre les deux. En utilisant  $\hat{\mu}$ , la limite sur  $\mu$  est de 0,05 à 150 GeV et 1,3 à 350 GeV. La limite prévue de la masse sgluon est, en utilisant des interpolations linéaires, 329 GeV avec  $\hat{\mu}$  et 335 GeV pour le rapport de maximum de vraisemblance. Les limites observées sont de 312 GeV avec  $\hat{\mu}$  et de 316 GeV pour le rapport de maximum de vraisemblance.

Les bornes supérieures attendues et observées, en utilisant  $\tilde{q}_\mu$ , de la limite à 95% CL sur le produit de la section efficace de production et du rapport de branchement en gluons sont données dans la figure VIII.24 en fonction de la masse du scalaire. La bornes supérieures de la limite sur la masse su sgluon est définie comme l'intersection de la limite observée avec la prédiction de la section efficace moins un écart type et les sgluons avec une masse de 150 GeV à 287 GeV sont exclus à 95% CL. La ligne en pointillé bleue indique la prédiction de la section efficace de production de paire d'hyperpion,

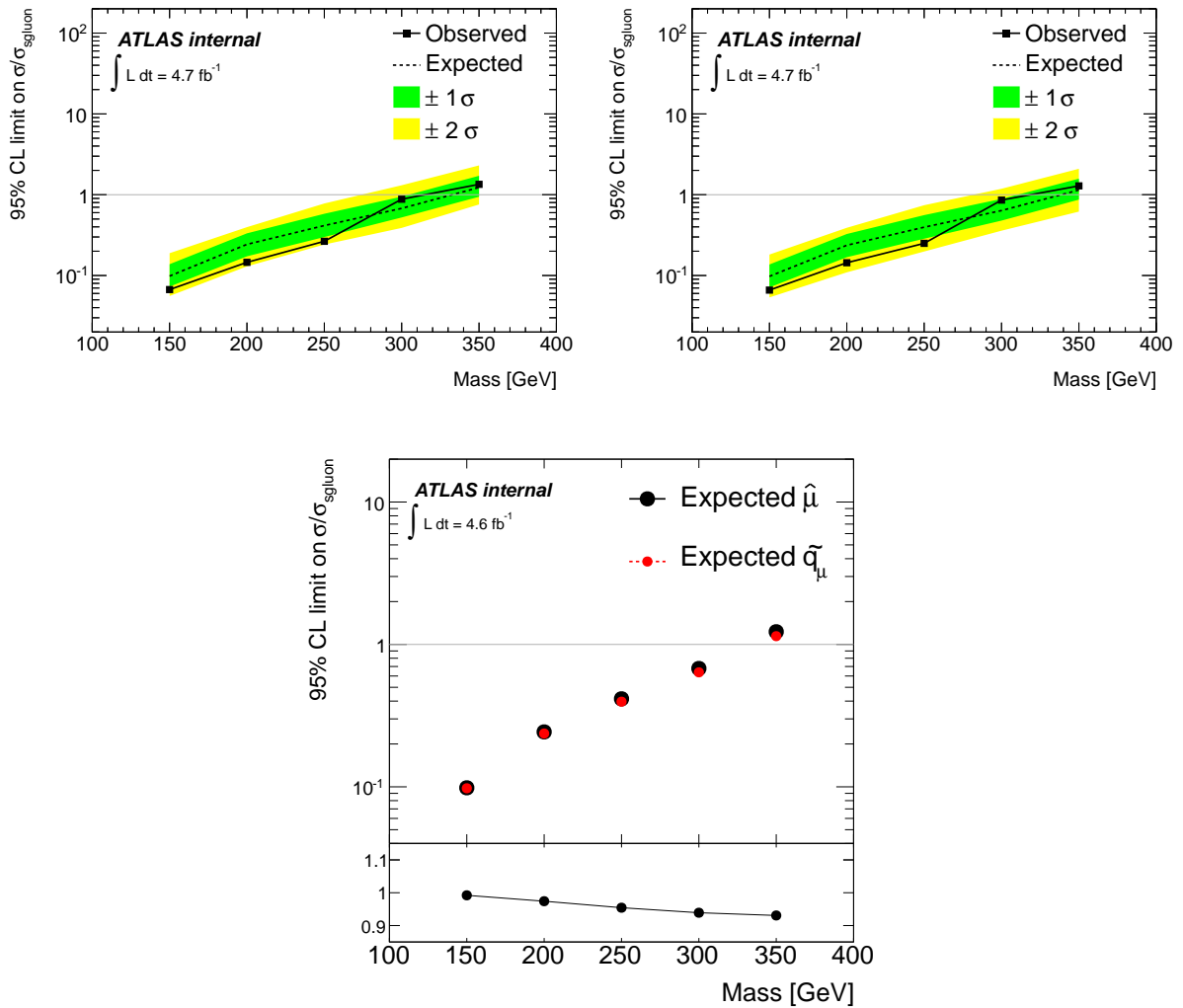


FIG. VIII.23 – Les limites à 95% CL attendues et observées sur  $\mu$  en fonction de la masse du scalaire. Avec  $\mu$  (à gauche) et  $\tilde{q}_\mu$  (à droite) comme test statistique. La limite attendue comparée pour les deux test statistique et le ratio entre les deux (en bas).



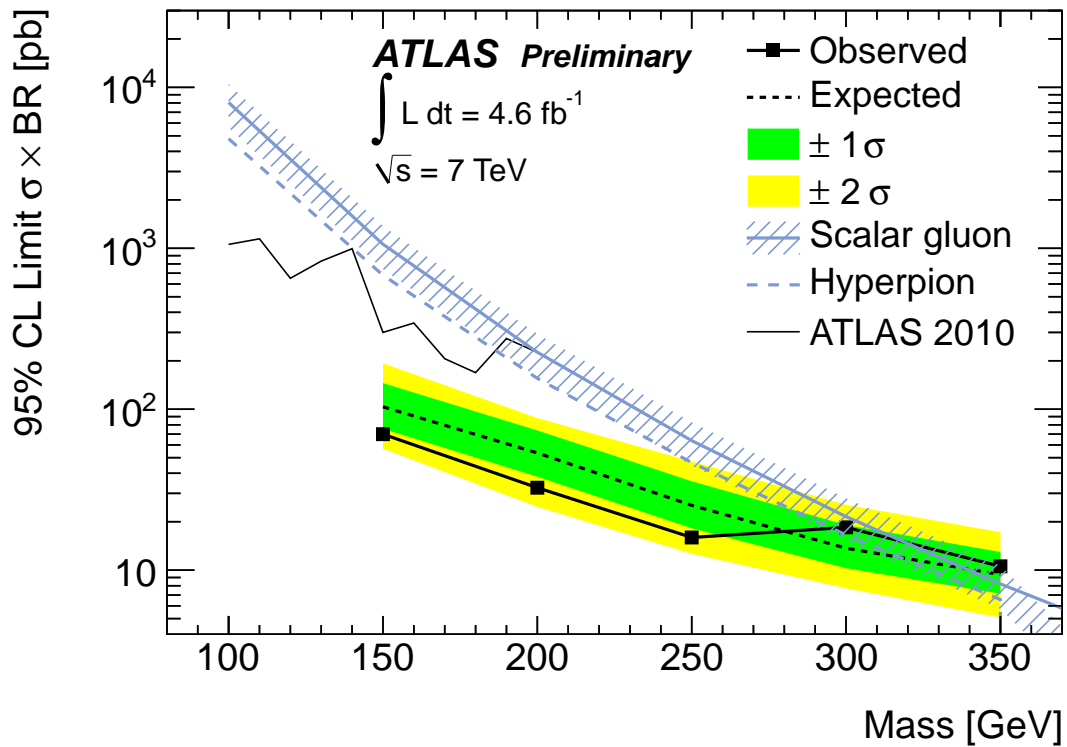


FIG. VIII.24 – Les bornes supérieures attendues et observées, en utilisant  $\tilde{q}_\mu$ , de la limite à 95% CL sur le produit de la section efficace de production et du rapport de branchement en gluons en fonction de la masse du scalaire. Les prédictions des sections efficaces de production de paires de sgluons et de paires d’hyperpion sont également indiquées ainsi que la limite observée de la recherche précédente ATLAS. Pour la section efficace de production de paires de sgluon, la bande hachurée indique l’incertitude systématique due à des choix d’échelles de renormalisation et de factorisation.

obtenue par mise à l'échelle de la section efficace des gluons selon [70]. Comme les rapports de [70] sont calculés à l'ordre dominant, cette ligne doit être considéré comme une indication approximative de la région de masse exclue.

Ces résultats étendent la limite obtenue avec les données de 2010 d'environ 100 GeV.



## Chapitre IX

# Panorama des recherches multijet au LHC et au Tevatron

La recherche au Tevatron et au LHC de nouvelles particules se désintégrant hadroniquement (en quarks légers ou en gluons) est un domaine actif. Ces états finaux sont appelés multijet. La recherche de gluon scalaires dans les événements 4-jets fait parti des nombreux résultats obtenus dans ce cadre.

Ce chapitre présente, dans un ordre chronologique, les autres recherches effectuées dans des états finaux multijet, en commençant par les recherches dans les événements dijets. Trois autres états finaux ont fait l'objet de recherches. Le premier est un état final à six jets avec deux résonances à trois jets, on parle de l'état final  $2 \times 3$  jets. Il est utilisé par CDF et CMS pour contraindre la production de paires de gluinos violant la R-parité et se désintégrant en trois jets. Le second est le même que celui utilisé dans cette thèse,  $2 \times 2$  jets, et l'analyse proposée par CMS permet de contraindre les modèles de sgluons et d'hyperpions pour des masses différentes que celles étudiées dans cette thèse. Le dernier état final multijet ayant fait l'objet de recherches est composé d'événements à huit jets,  $2 \times 2 \times 2$  jets, et permet de contraindre fortement le modèle d'hypercouleur présenté dans le chapitre III en testant la production de paires de colorons.

### IX.1 Recherches dijet

Ces analyses se concentrent sur les états finaux où deux jets de particules très énergétiques sont produits avec grande impulsion transverse. Ces processus de diffusion  $2 \rightarrow 2$  sont bien décrits dans le MS par la QCD. Cependant, il pourrait y avoir de contributions supplémentaires provenant de la production d'une nouvelle particule massive qui se désintègre en un état final dijet. Un des modèles les plus étudiés expérimentalement est celui des quarks excités  $q^*$  [162]. Si les quarks sont composites, l'une des conséquences serait l'existence d'états excités des quarks du SM. Le quark se désexciterait alors en émettant un boson du MS, de préférence un gluon, et cela se traduirait par l'apparition d'une résonance  $q^* \rightarrow qg$ .

On peut effectuer des recherches sensibles à ces nouveaux phénomènes en étudiant à la fois la distribution de la masse invariante dijet ( $m_{jj}$ ), et les distributions angulaires des jets par rapport à l'axe du faisceau, généralement décrit par l'angle de diffusion dans le centre de masse des deux partons ( $\theta^*$ ). Les calculs QCD du MS prédisent des distributions angulaires telles que  $|\cos(\theta^*)|$  à un maximum proche de 1. En revanche, les modèles de processus nouveaux prédisent des distributions angulaires plus isotrope que celles de la QCD du MS. Généralement, les analyses de la distribution  $m_{jj}$  utilisent des estimations du fond basées sur les données, tandis que les analyses angulaires utilisent des prédictions théoriques conçus pour avoir une sensibilité réduite aux incertitudes systématiques.

Les expériences CDF et D0 ont publié leurs résultats sur les quarks excités en utilisant respectivement  $1,1 \text{ fb}^{-1}$  [163] et  $0,1 \text{ fb}^{-1}$  [164] de collisions proton-antiproton à  $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$  fournis par le Tevatron. Alors que l'estimation du fond de D0 est basée sur des simulations MC pour prédire la distribution de  $m_{jj}$ , CDF utilise une la fonction suivante, appelée fonction dijet, pour décrire la distribution

$m_{jj} : p_0(1-x)^{p_1}/(x)^{p_3+p_4 \times \ln(x)}$ , où  $x = m_{jj}/\sqrt{s}$ . Les quarks excités sont exclus entre 200 et 870 GeV par ces recherches. Pour tester les masses les plus faibles les deux expériences utilisent des chaînes de déclenchement avec un prescale.

Les études dijets ont été poursuivies par les expériences du LHC avec notamment la réutilisation de la fonction dijet. Les derniers résultats ATLAS en date, utilisant  $13 \text{ fb}^{-1}$  de collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  enregistrés en 2012, permettent d'exclure les quarks excités entre 1,5 et 3,84 TeV avec une estimation du fond via la fonction dijet. La même estimation du fond utilisée par CMS mène à une exclusion allant jusqu'à 3,19 TeV avec  $4,0 \text{ fb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  [165]. Le recouvrement avec les masses testées au TeVatron a été assuré par l'analyse des données 2010 et 2011 du LHC. Avec  $36 \text{ pb}^{-1}$  pris en 2010, ATLAS avait exclu les quarks excités entre 0,6 et 2,64 TeV [166]. La distribution de  $m_{jj}$  dans les données ATLAS de 2011 [167] est présentée dans la figure IX.1 ainsi que la fonction dijet ajustée aux données. Un excellent accord est observé sur l'intervalle de masse considéré et permet d'exclure les modèles de quarks excités prédisant les distributions indiquées en couleur dans la figure. Dans son analyse des données 2011, CMS a élargi l'analyse dijet [168] en utilisant l'identification des jets venant de l'hadronisation d'un quark b, permettant d'obtenir une meilleure sensibilité pour des objets se désintégrant en une paire de quark  $b\bar{b}$ .

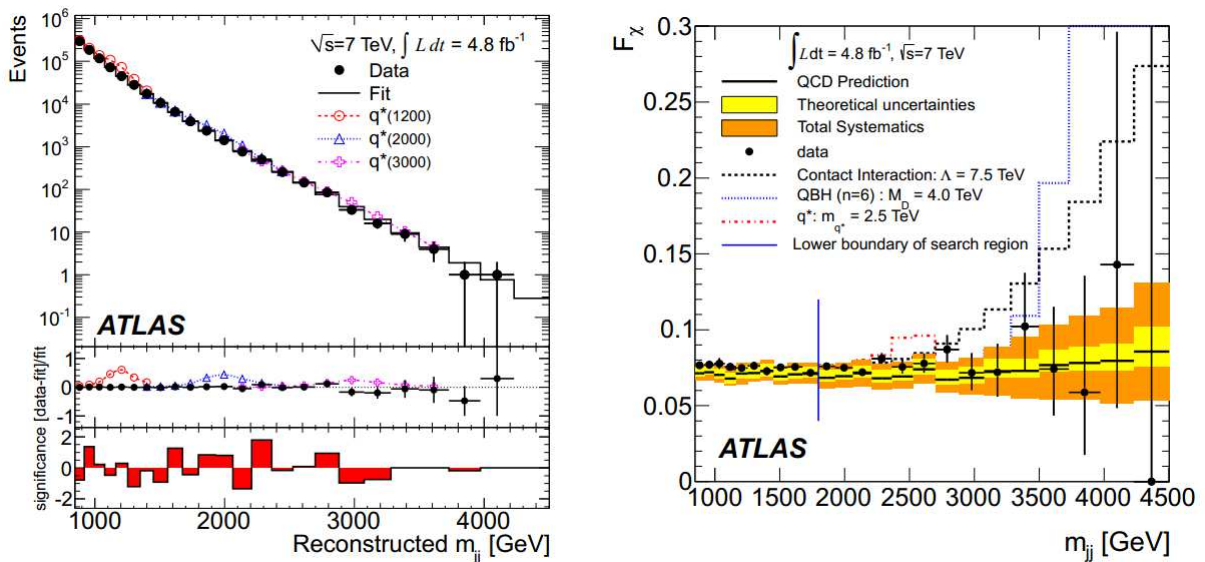


FIG. IX.1 – (gauche) La distribution de la masse invariante dijet et l'ajustement de la fonction dijet dans l'analyse des données 2011 d'ATLAS [167]. La figure indique aussi la distribution attendue de  $m_{jj}$  pour des quarks excités. (droite) La distribution de  $F_\chi$  en fonction de  $m_{jj}$  [167] comparée à des prédictions QCD du SM et à des modèles de nouvelle physique (Quantum black-hole et contact interaction).

ATLAS [167] et CMS [169] ont publié avec les données de 2011 des recherches utilisant les propriétés angulaires des événements dijets, certaines déjà étudiées et utilisées au TeVatron ou en 2010 au LHC. Les deux analyses utilisent la variable  $\chi$  égale à  $e^{|y_1 - y_2|}$ , où  $y_1$  et  $y_2$  désignent la rapidité des deux jets. Cette variable a des propriétés similaires à  $|\cos(\theta^*)|$  et y est reliée, dans la limite de deux partons de masses nulles, par  $\chi = (1 + |\cos(\theta^*)|)/(1 - |\cos(\theta^*)|)$ . Les quarks excités sont alors exclus en comparant la distribution de  $\chi$  à des prédictions théoriques. Dans le cas d'ATLAS, les prédictions sont basées sur des simulations MC LO corrigées avec des k-facteurs NLO alors que CMS utilise des prédictions NLO corrigées pour les effets d'hadronisation. Dans les deux cas un très bon accord est observé entre les données et les prédictions. De manière assez similaire à l'estimation du fond présentée dans cette thèse, basée sur une région de contrôle définie à grand  $|\cos(\theta^*)|$ , ATLAS utilise dans [167] le rapport  $F_\chi = \frac{N_{total}}{N_{central}}$  où  $N_{total}$  est le nombre d'événements dijet passant tous les critères de sélection, et  $N_{central}$  est le sous-ensemble de ces événements dans lesquels  $\chi < 3,32$ . On attend une plus grande contribution relative d'un signal à ce sous ensemble qu'à  $N_{total}$ . Ce sous ensemble correspond à de faibles valeurs de

$|\cos(\theta^*)|$ , il est défini et joue un rôle similaire à la région de signal de cette thèse. La distribution de  $F_\chi$  en fonction de  $m_{jj}$  dans les données ATLAS de 2011 est indiquée dans la figure IX.1. On voit que les modèles de nouvelle physique considérés prédisent une augmentation du rapport  $F_\chi$  à haute masse alors que la QCD du SM prédit un rapport plutôt plat. La distribution de  $F_\chi$  en fonction de  $m_{jj}$  est sensible à un changement dépendant de la masse dans la distribution de  $\chi$ . Elle permet de réduire certaines incertitudes avec l'utilisation d'un rapport plutôt que d'une valeur absolue et donne des performances assez similaires, en terme d'exclusion, aux études basées sur  $\chi$ .

## IX.2 Recherches $2 \times 3$ jets

La première analyse multijet, publiée par CDF [170], dans un état final à six jets, est dédiée à la recherche de particules produites par paires et se désintégrant en trois quarks. Les résultats obtenus avec  $3,2 \text{ fb}^{-1}$  sont interprétés dans un modèle de supersymétrie avec violation de la R-parité où les gluinos peuvent se désintégrer en trois quarks. A la différence de l'analyse proposée dans cette thèse, l'analyse de CDF ne tente pas explicitement de reconstruire la masse des deux particules à partir des six jets. A partir des six jets les 20 combinaisons possibles de trois jets (triplets) sont considérées et un seul, deux ou plus de deux triplets par événement peuvent entrer dans la distribution de la masse invariante des trois jets ( $m_{jjj}$ ). Une variable basée sur la différence de masse entre les deux objets reconstruits, comme  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$  dans cette thèse, ne peut alors être utilisée. Par contre, de la même manière que l'analyse développée dans cette thèse, l'analyse de CDF utilise une coupure triangulaire sélectionnant des particules produites avec une impulsion transverse importante. Seul les triplets tels que  $m_{jjj} < \sum_{i=1}^3 p_T^i - \Delta$  sont sélectionnés, où  $\sum_{i=1}^3 p_T^i$  est la somme scalaires des  $p_T$  des jets et  $\Delta$  une constante. De façon similaire à la coupure en  $p_T$  dans l'analyse sgluon de cette thèse, la valeur choisie de  $\Delta$  est optimisée selon la masse de la résonance recherchée. La forme de la distribution de  $m_{jjj}$  dans la région de signal est estimée dans une région de contrôle contenant des événements à cinq jet et non six comme dans la région de signal. Les gluinos violant la R-parité, générés avec PYTHIA, sont exclus entre 80 et 144 GeV.

Cette analyse a été reprise par CMS qui, avec le même observable et la même coupure triangulaire, a exclu les gluinos entre 200 et 460 GeV [171, 172]. La figure IX.2 montre la distribution de  $m_{jjj}$  observée. La méthode utilisée pour estimer le fond de CDF est remplacée par la fonction dijet qui décrit bien les distributions de  $m_{jjj}$  observées.

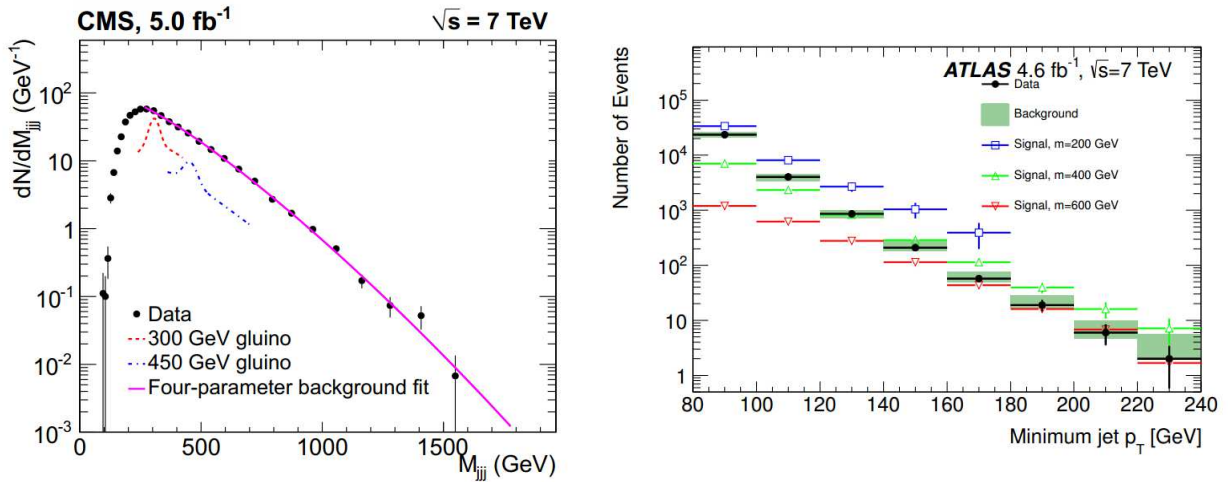


FIG. IX.2 – (gauche) La distribution de la masse invariante  $m_{jjj}$  et l'ajustement de la fonction dijet dans l'analyse de CMS [172]. La distribution attendue de  $m_{jjj}$  pour des gluinos violant la R-parité est aussi indiquée. (droite) La distribution inclusive du  $p_T$  du sixième jet de plus haut  $p_T$  dans l'analyse ATLAS [167] comparée à la prédiction du fond et à un possible signal de gluino.

ATLAS a présenté deux analyses différentes de celle de CMS et sensibles aux gluinos se désintégrant en trois quarks via la violation de la R-parité [173]. La première analyse est dédiée aux masses les plus faibles et utilise la sous structure des jets pour reconstruire les gluinos produits avec une grande impulsion transverse. Si les gluinos sont produits avec une grande impulsion transverse, les trois quarks de désintégration sont produits de manière très collimatée, et ne peuvent pas être reconstruits comme 3 jets en utilisant les algorithmes standards. On s'attend à observer de tels événements pour des masses du gluino assez faible. La masse du candidat gluino est alors calculée à partir de la masse d'un seul jet et des propriétés de ses sous structures. Le problème combinatoire est donc résolu d'une façon similaire à l'analyse sgluon de cette thèse, en exploitant la proximité des partons de désintégration. Dans cette analyse, le fond est prédit en utilisant une méthode ABCD. Contrairement à l'analyse sgluon, les deux variables utilisées pour définir les régions ABCD sont corrélées et le coefficient de corrélation est estimé à partir de MC QCD. L'analyse basée sur la sous structure des jets permet d'exclure les gluinos entre 100 et 255 GeV. La seconde analyse utilise, comme celle de CMS, un état final avec six jets reconstruits par des algorithmes de jet standards. Plutôt que d'essayer de reconstruire la masse des gluinos, le  $p_T$  du sixième jet de plus haut  $p_T$  est utilisé comme observable. Une coupure, optimisée en fonction de la masse de gluino testée, sur le  $p_T$  du sixième jet est appliquée afin d'améliorer la sensibilité de l'analyse. L'estimation du fond est basée sur une région de contrôle, composée d'événements à trois jets, extrapolée à la région de signal en utilisant des facteurs d'extrapolation estimés avec des simulations MC QCD. Cette prédiction est comparée aux données dans la figure IX.2 qui indique aussi la distribution attendue pour un signal de gluino. Cette seconde analyse est la plus sensible des deux pour toutes les masses considérées et permet d'exclure les gluinos entre 100 et 666 GeV.

### IX.3 Recherches $2 \times 2$ jets

Une recherche sensible au même état final que l'analyse sgluon a été faite par CMS en utilisant  $2,2 \text{ fb}^{-1}$  [174]. Cette étude cible, comme l'analyse sgluon, la production par paire de particules se désintégrant en deux jets. Les deux candidats sont reconstruits à partir des quatre jets en choisissant la combinaison minimisant  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$  et une coupure est appliquée sur  $|M_1 - M_2|/(M_1 + M_2)$  comme dans l'analyse sgluon de cette thèse. Une coupure triangulaire, proche de celle utilisée dans les analyses six jets de CDF et CMS, est utilisée pour réduire le fond. Chacun des deux candidats dijet dans l'événement doit vérifier  $(M_1 + M_2)/2 < \sum_{i=1}^2 p_T^i - \Delta$  où  $\sum_{i=1}^2 p_T^i$  est la somme scalaire des  $p_T$  des deux jets du candidat dijet. La valeur de  $\Delta$  utilisée, 25 GeV pour toutes les masses testées, permet de déplacer le maximum de la distribution du fond de 500 à 300 GeV et ainsi d'utiliser la fonction dijet à partir de 320 GeV pour prédire le fond à partir des données. De part sa construction, cette coupure a tendance à sélectionner des événements où les deux candidats sont produits avec une importante impulsion transverse. Malgré cette coupure qui a tendance à créer une queue à basse masse dans la distribution du signal, un clair pic de masse est reconstruit pour des masses du signal allant de 400 à 800 GeV comme indiqué dans la figure IX.3. La distribution de la masse moyenne reconstruite  $((M_1 + M_2)/2)$  est indiquée dans la figure IX.3 avec l'estimation du fond et la distribution attendue pour un signal. La borne inférieure de la limite est dictée par la position du maximum du fond qui est elle-même la conséquence du seuil en  $p_T$  appliqué aux jets. La coupure triangulaire permet de ramener ce maximum autour de 300 GeV, mais le seuil en  $p_T$ , dicté par celui de la chaîne de déclenchement utilisée, de 150 GeV appliqué aux quatre jets ne permet pas à l'analyse d'être sensible à des masses inférieures à 320 GeV.

Le modèle de nouvelle physique considéré est un octet de couleur de spin-1 (coloron) dont la section efficace de production par paire est typiquement un ordre de grandeur plus élevée que celle des sgluons [79]. Néanmoins la section efficace utilisée pour les colorons dans [174] est une section efficace LO. La prédiction LO est inférieure d'un facteur 0.6 à celle NLO pour les sgluons et on peut s'attendre à un k-facteur du même ordre pour les colorons. Dans ce modèle le coloron se désintègre en une paire de quarks. La limite donnée par CMS [165] est exprimée comme une limite sur la section efficace multipliée par l'efficacité de la sélection pour le signal. On peut alors interpréter les résultats de CMS pour des octets scalaires en calculant l'efficacité de sélection en utilisant des simulations MC. On calcule l'ef-

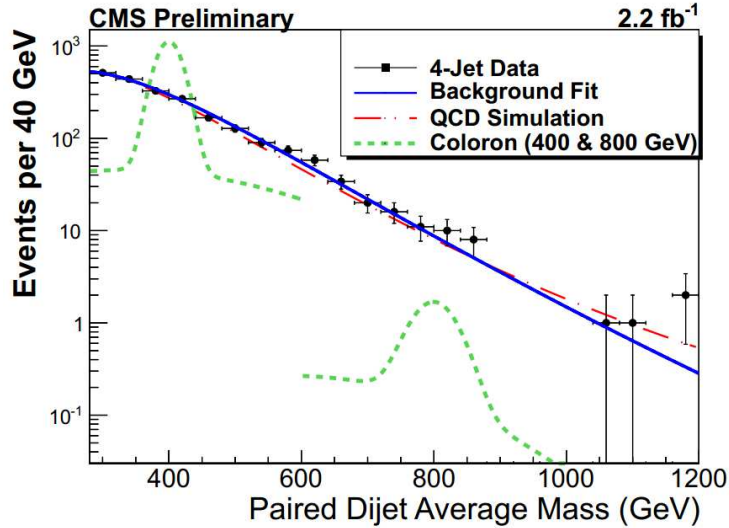


FIG. IX.3 – La distribution de la masse moyenne reconstruite dans l’analyse 4 jets de CMS [174]. La distribution est comparée à la fonction dijet ajustée aux données et à la distribution attendue pour un signal.

efficacité avec les simulations MC ATLAS 2011 du sgluon. On trouve respectivement 0,25 %, 0,5 % et 1,1 % pour des masses de 300, 350, 400 GeV. Cette efficacité est nettement plus faible que celles indiquées dans l’analyse de CMS : 3 % à 300 GeV et 13 % à 1 TeV. Cette différence est en partie due à la taille des jets utilisées,  $R = 0,4$  dans ATLAS et  $R = 0,5$  dans CMS, mais surtout au mode de désintégration en deux gluons du sgluon. Les quarks ayant tendance à émettre moins de radiations dures que les gluons, le mode de désintégration en quarks, plutôt qu’en gluons comme pour les sgluons, donne un état final expérimental plus propre avec un pic de masse plus étroit et une acceptation plus grande d’un facteur pouvant être de l’ordre de deux dans le cas des recherches dijet [165]. On s’attend à un facteur encore plus grand pour une sélection contenant quatre jets, ce qui semble confirmé par cette comparaison entre ATLAS et CMS.

Le produit des acceptances calculées et des sections efficaces NLO pour le sgluon est 0,05, 0,04 et 0,035 pb pour des masses de 300, 350, 400 GeV. En comparant ces chiffres avec la figure 6 de [174], on voit que les trois points sont approximativement au même niveau que la limite attendue et sont donc exclus car la limite observée est légèrement en dessous de celle attendue dans cette région de masse. Néanmoins, comme le signal de sgluon se situe proche de la limite d’exclusion et que la désintégration en deux gluons a un impact sur la forme de la masse reconstruite du signal, cette simple réinterprétation de la limite obtenue par CMS n’est pas très concluante et une comparaison plus précise est nécessaire. Dans le cas de l’hyperpion, la section efficace est inférieure d’un facteur 0,8 pour ces masses et la conclusion est encore plus délicate que pour les sgluons. Toutefois l’analyse de CMS est clairement sensible à un possible signal de sgluon se désintégrant en deux gluons. Elle présente une bonne alternative à l’analyse présentée dans cette thèse et en est complémentaire puisque les intervalles de masse testés par les deux analyses sont presque disjoints.

## IX.4 Recherche $2 \times 2 \times 2$ jets

CMS a effectuée une recherche dans un état final à huit jets [175] qui permet de contraindre fortement le modèle d’hypercouleur d’écrit dans la partie III. Le rapport des masses coloron/hyperpion ainsi que la largeur du coloron utilisés sont consistant avec ceux pris dans cette thèse. L’analyse cible la production de paires de colorons (octet de couleur de spin-1) et utilise  $5 \text{ fb}^{-1}$  de collisions pp à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ . Le coloron se désintègre alors en deux hyperpions (octet de couleur de spin-0) qui se désintègrent alors en deux gluons. Cette chaîne de désintégration donne un état final à huit jets avec quatre résonances dijet



et deux résonances à quatre jets. La section efficace de production de paires de colorons est approximativement un ordre de grandeur plus élevée que celle des hyperpions [11] ce qui fait en fait un processus intéressant pour tester le modèle d'hypercouleur.

Bien que sélectionnant uniquement des événements contenant huit jets ( $p_T > 30$  GeV), l'analyse ne tente pas de reconstruire la masse invariante de l'hyperpion ou du coloron. Un réseau de neurones est utilisé pour obtenir une bonne séparation entre le signal et fond dans les simulations MC. Le réseau de neurone est basé sur six variables : le  $p_T$  du premier, quatrième, septième et huitième jet ainsi que  $H_T = \sum_{i=1}^8 |p_T^i|$  et la masse invariante des huit jets. Le réseau de neurone est optimisé en fonction de la masse du coloron testée. Le résultat pour une masse du coloron de 800 GeV (et une masse de l'hyperpion de 267 GeV) est indiqué dans la figure IX.4 où un bon accord est observé entre données et MC.

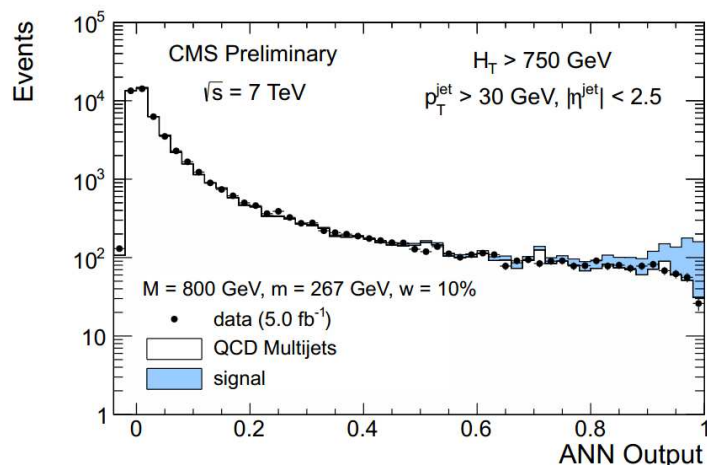


FIG. IX.4 – Le résultat du réseau de neurones dans l'analyse 8 jets de CMS [175]. La distribution est comparée à des simulations MC du fond QCD et à la distribution attendue pour un signal.

Les limites sont données en fonction de la masse du coloron pour deux largeurs du coloron et pour deux rapports entre la masse du coloron et de l'hyperpion. Les deux largeurs utilisées sont 10 % et 20 % de la masse, contre 19 % dans le chapitre III. Les limites sont données pour  $m_{\tilde{\pi}} = m_{\tilde{\rho}}/3$  et  $m_{\tilde{\pi}} = m_{\tilde{\rho}}/4$ , contre 3,33 dans le chapitre III. Pour une largeur de 20 % et un rapport  $m_{\tilde{\pi}} = m_{\tilde{\rho}}/3$ , le coloron est exclu entre 0,4 et 1,05 TeV ce qui correspond à des masses de l'hyperpion de l'ordre de 100 à 400 GeV. Le modèle d'hypercouleur est donc fortement contraint grâce à cette recherche, mais l'analyse ne permet pas de poser des contraintes sur les modèles d'octets de couleur ne comportant pas d'équivalent au coloron comme les modèles supersymétriques de gluons scalaires.

# Conclusion

Après de nombreuses années de préparations, le LHC est entré en marche et a fourni en 2010 et 2011 deux échantillons de données qui sont analysés dans cette thèse. La production de nouvelles particules colorées est l'un des attraits principaux des collisionneurs hadroniques tels que le LHC du CERN. La supersymétrie prédit de telles particules et leur recherche est en cours au LHC. Si la supersymétrie est découverte au LHC et que l'on peut mesurer suffisamment d'observables, la reconstruction des paramètres des modèles supersymétriques considérées à partir des observables mesurés nécessitera l'utilisation d'outils spécialisés comme SFitter. Dans ce cas les observables de précisions électrofaibles ainsi que les mesures dans le secteur de la saveur du MS doivent être intégrés pour prendre en compte toutes les observations expérimentales disponibles. C'est dans ce cadre que le logiciel SuperIso a été intégré au code de SFitter pendant cette thèse afin d'ajouter l'asymétrie d'Isospin dans le secteur du méson K aux prédictions de SFitter.

Les simulations MC des processus mettant en jeu ces nouvelles particules permettent d'estimer et d'optimiser leur potentiel de découverte. L'écriture d'un générateur d'événements MC pour la production de paires de sgluons (ou d'hyperpions) et son intégration dans le software d'ATLAS a permis de montrer le bon potentiel de découverte des sgluons au LHC. Ces résultats ont été vérifiés avec un autre générateur qui a ensuite été utilisé pour générer un échantillon MC de fond QCD. Cet échantillon a permis de développer une analyse réaliste et sensible au processus de production de paires de sgluons. Dans cette analyse, une méthode dite de proximité est utilisée pour reconstruire les deux candidats sgluons à partir des quatre jets avec un efficacité de reconstruction proche de 100 % pour les basses masses et toujours supérieure à 85 %. Plusieurs variables discriminantes sont identifiées et une méthode de coupures rectangulaires est développée pour optimiser la sensibilité de l'analyse à un signal de type sgluon. La méthode d'estimation du fond dans la région de signal utilisée est basée uniquement sur des régions de contrôles. La normalisation du fond est déterminée à partir de trois régions de contrôle. La prédiction de la forme du fond exploite l'invariance de forme de la distribution du fond entre une région de contrôle et la région de signal.

Depuis son démarrage, le LHC a permis aux expériences ATLAS et CMS d'enregistrer une quantité importante de collisions de protons à  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Les données analysées ici ont été enregistrées grâce à des chaînes de déclenchement basées sur la présence d'au moins quatre jets avec un certain seuil en  $p_T$ . L'efficacité des chaînes de déclenchement utilisées pour la collecte de ces données a été mesurée au cours de la thèse. Les chaînes utilisées en 2010 et 2011 atteignent une efficacité supérieure à 99 % pour les événements contenant quatre jets avec un  $p_T$  supérieure à 55 GeV en 2010 et 80 GeV en 2011. Avec la méthode d'estimation du fond, ces seuils particulièrement bas ont permis d'être sensible à des masses du sgluon aussi faible que 100 GeV.

Avec ces  $34 \text{ pb}^{-1}$ , l'année 2010 a été l'occasion de mettre en pratique les techniques d'analyse développées. Un traitement statistique utilisant un rapport de maximum de vraisemblance incorporant les incertitudes statistiques et systématiques comme paramètres de nuisance est utilisé pour tester la présence d'un possible signal dans les données. Les données observées étant compatibles avec l'hypothèse de fond, des limites ont été placées sur la section efficace de production des sgluons. Les limites sont obtenues en générant des ensembles de pseudo-expériences. Les  $4.6 \text{ fb}^{-1}$  collectés en 2011 ont permis d'obtenir une limite supérieure de 287 GeV à 95% CL sur la masse du sgluon, étendant la limite obtenue en 2010 d'une centaine de GeV.

Les données de collisions à 8 TeV enregistrés pendant l'année 2012 ont déjà permis la découverte d'une nouvelle particule - compatible avec le boson de Higgs du MS. Ces données vont aussi permettre d'étendre la recherche du sgluon dans une gamme de masse encore inexplorée. Toutefois de nombreuses pistes restent à explorer dans la recherche du sgluon ou d'autres résonances multijets. Les techniques développées dans cette thèse devraient pouvoir être utilisées pour la recherche d'autres types de signaux comme des particules colorées non scalaires ou encore des désintégrations du sgluon en quarks de saveur lourde. Les états finaux multitops sont des signatures excitantes expérimentalement et les sgluons offrent une réalisation théorique crédible pour leur étude. Une étude de faisabilité de leur recherche au LHC a déjà été effectuée dans le cadre du workshop des Houches [176] et la recherche de résonances multitops est une continuation logique au travail présenté dans cette thèse.

# Remerciements

Je remercie en premier lieu MM. Tilman Plehn et Pascal Pralavorio pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse ainsi que chacun des membres du jury : M. Achille Stocchi et M. Patrice Verdier. Je remercie aussi M. Guy Wormser pour m'avoir accueilli au sein du LAL et M. Achille Stocchi pour m'avoir reçu au Master NPAC. Je remercie mes camarades de promotion du NPAC pour les bons moments passés ensemble avant et pendant la thèse. Je remercie aussi tout le personnel du LAL et en particulier les personnes des services administratifs et techniques avec qui j'aurais eu le plaisir d'interagir. Je remercie bien sûr toute l'équipe ATLAS du LAL d'avoir fourni un cadre propice au développement de cette thèse. Merci aussi aux membres du groupe susy d'ATLAS avec qui j'ai eu le plaisir de travailler. Je remercie M. Steffen Schumann pour sa grande contribution à l'étude de faisabilité. Et bien sûr, merci à Dirk pour m'avoir encadré pendant ces trois années avec une patience - et une physique - sans failles. Il me faut aussi remercier M. Michel Jaffré qui a encadré mon stage de M1 sur le Higgs en ZZ\* et M. Alain Cordier qui m'avait permis de trouver ce stage.

Merci enfin à mes parents, mon frère et mes amis pour leur soutien matériel et/ou psychologique.

Merci !



# Appendices



## Annexe A

# Étude de la distribution en $p_T$ du 4<sup>ème</sup> jet de plus haut $p_T$

La distribution en  $p_T$  du 4<sup>ème</sup> jet de plus haut  $p_T$  dans les données de 2011 montre, autour de 400 GeV, un écart important par rapport à la prédiction du Monte-Carlo. La distribution est indiquée dans la figure A.1. Plusieurs facteurs contribuent à cet écart :

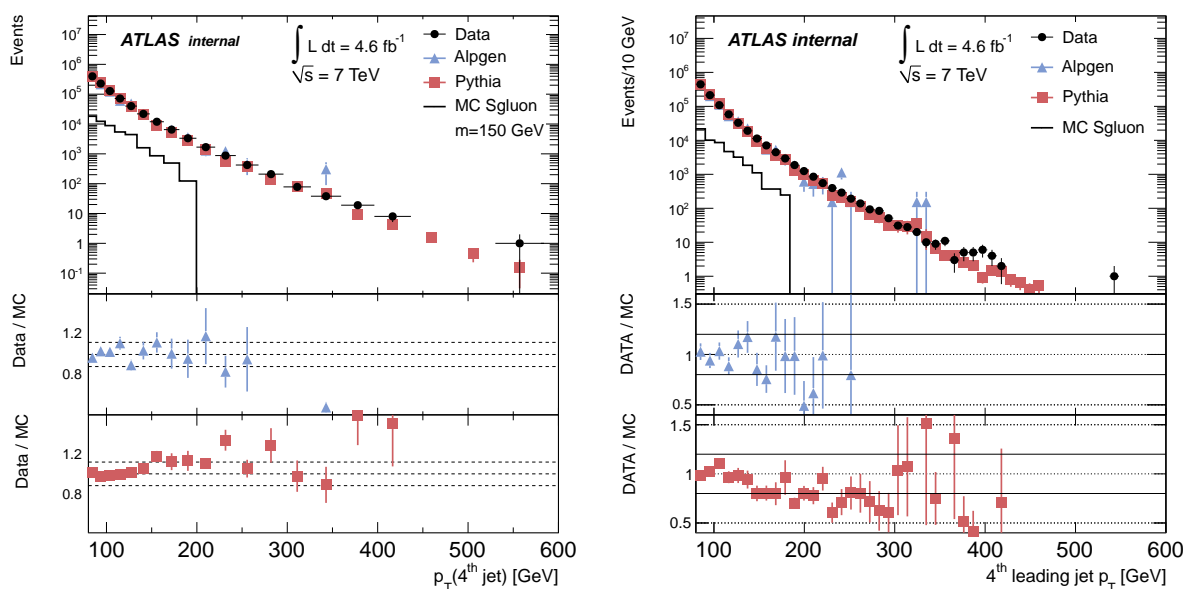


FIG. A.1 – Différents binnings pour la distribution en  $p_T$  du 4<sup>ème</sup> jet de plus haut  $p_T$  après la présélection de la section VIII.3 avec une coupure en  $p_T$  à 80 GeV. Les données (points) sont comparés aux échantillons QCD ALPGEN (triangles) et PYTHIA (rectangles).

1. la prédiction PYTHIA a une fluctuation à la baisse dans le bin particulier lorsque les données montrent une fluctuation à la hausse
2. les échantillons PYTHIA Jx n'ont pas la même pente que les données. Comme le MC est normalisé au nombre d'événements dans les données (à l'intégrale) cela peut conduire à une bonne description sur une grande partie du spectre, mais à de plus forts écarts au niveau des extrémités.

La figure A.2 montre un ajustement aux données avec la Fonction dijet et une distribution de Pareto généralisée [177]. Pour les deux paramétrisations, la prédiction est au dessous des données près de 400 GeV. La différence est plus petite pour la distribution de Pareto généralisée. Alors que 6 événements sont observés dans le bin  $392 < p_T(4^e \text{jet}) < 402$ , 2,4 sont prédits par la fonction dijet et 2,8 par la distribution de Pareto généralisée. Ces prévisions dépendent aussi de l'intervalle en  $p_T$  sur lequel on



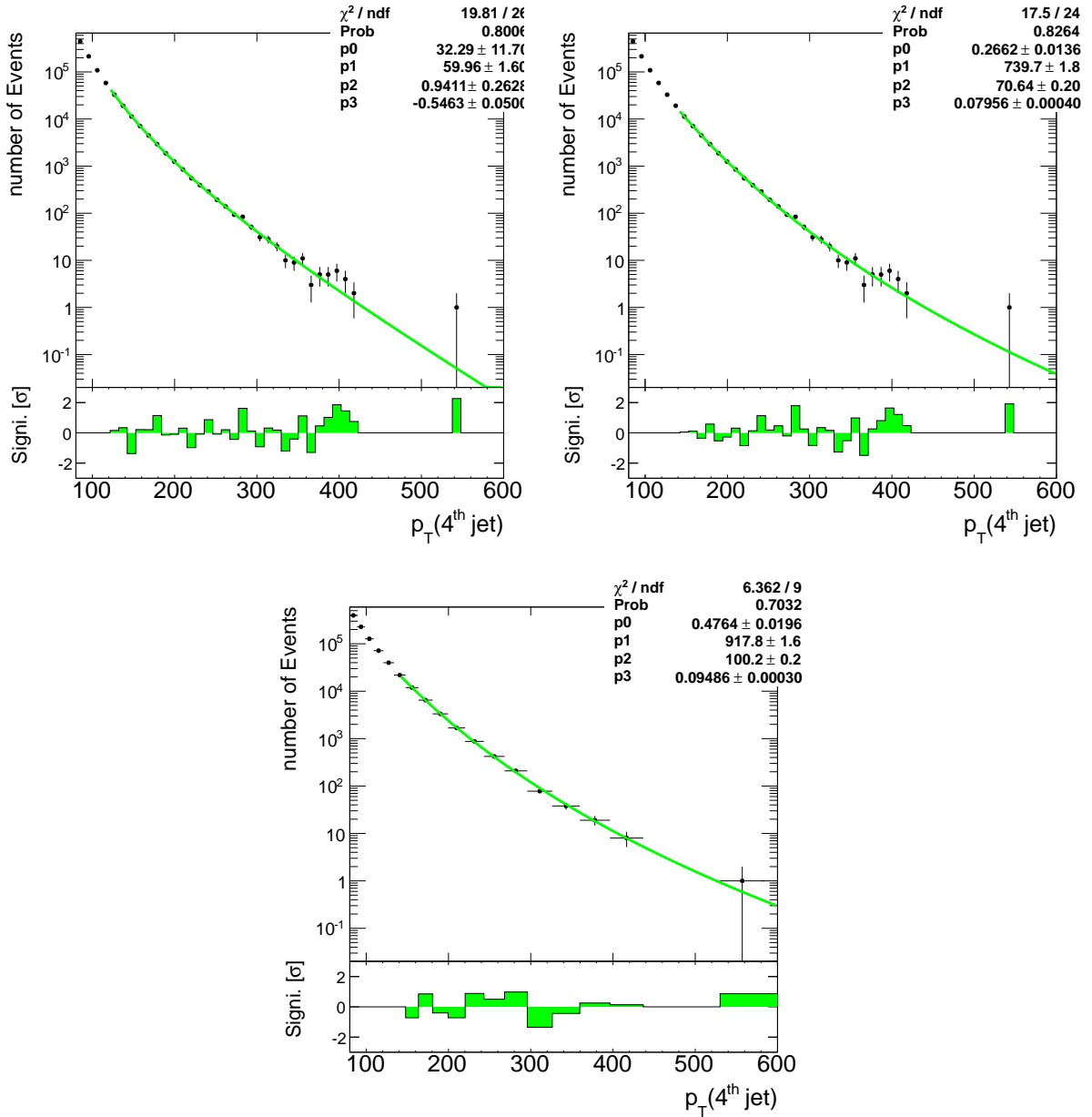


FIG. A.2 – Distribution du  $p_T$  du quatrième jet de plus haut  $p_T$  dans les données après la présélection. La fonction dijet est ajustée à la distribution dans la partie gauche, une distribution de pareto généralisée est utilisée dans la partie droite. La partie basse est similaire à la partie gauche mais avec un binning différent.

procède à l'ajustement aux données, le choix de l'intervalle a généralement un effet de 10% sur la prédiction pour ce bin. La figure A.3 montre les données, les différents échantillons PYTHIA et la

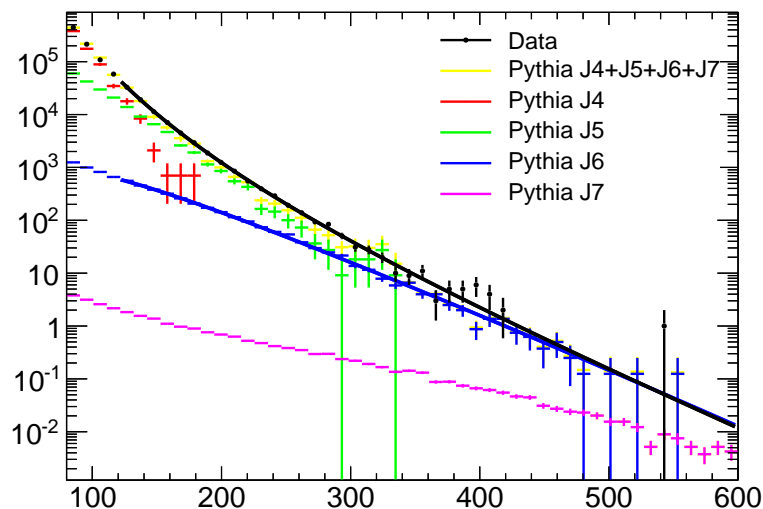


FIG. A.3 – Distribution du  $p_T$  du quatrième jet de plus haut  $p_T$  dans les données après la présélection. Les différents échantillons PYTHIA JX et leur somme. Cette somme est normalisée aux données et cette normalisation est utilisée pour les échantillons JX sur la figure.

somme des échantillons PYTHIA. Le MC est normalisé aux données. La prédiction de PYTHIA dans le bin à environ 400 GeV est de 0,94 alors que 6 événements sont observés. La probabilité de Poisson pour une telle configuration est de  $3,7 \cdot 10^{-4}$ . Toutefois, il est évident que ce bin a une fluctuation à la baisse pour le MC. En effet, la figure montre un ajustement de l'échantillon J6, dominant autour de 400 GeV, avec la fonction dijet. Cet ajustement préfère clairement une plus grande prévision d'environ 1,7 événements. Cela augmente la probabilité d'environ  $6,6 \cdot 10^{-3}$ . Toutefois, il est évident que la pente de l'échantillon PYTHIA (au dessus de 350 GeV où cet échantillon est le principal contributeur) et les données ne sont pas en parfait accord. Un ajustement aux données avec la fonction dijet, indiquée par la ligne noire sur la figure, montre une excellente description des données à l'extérieur du bin douteux avec une prévision de 2,4 événements. Cela augmente la probabilité d'environ  $2,4 \cdot 10^{-2}$ . Cette valeur est basée sur l'erreur statistique. L'ajout d'erreurs systématiques augmenterait cette probabilité encore plus. Le pic étroit autour de 400 GeV de la figure A.1 pourrait s'expliquer par la production d'une particule massive (M) se désintégrant en une autre particule (Y) et un jet. La distribution de ce dernier jet pourrait alors présenter un caractère non-lisse comme dans la figure A.1. Pour tester cette hypothèse, on étudie la masse invariante des trois jets de plus haut  $p_T$  en espérant reconstruire la masse de la particule Y. La masse invariante des 3 jets de plus haut  $p_T$  dans les données après la présélection est montrée dans la figure A.4. Un ajustement aux données est superposé en utilisant une distribution de Pareto généralisée. Les 17 événements de la fenêtre  $380 < p_T(4^{\text{e}}\text{jet}) < 420$  sont indiqués en rouge.

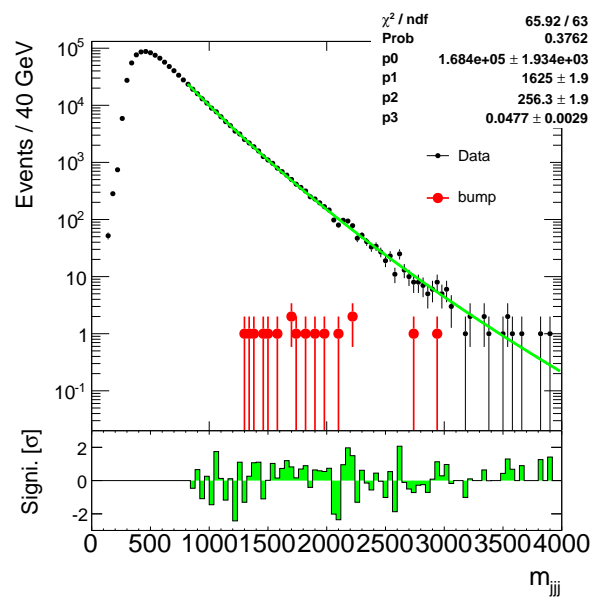


FIG. A.4 – Distribution de la masse invariante des trois jets de plus haut  $p_T$  dans les données après la présélection. Une distribution de pareto généralisée est ajustée aux données dans l'intervalle indiqué. Les 17 événements dans la fenêtre  $380 < p_T(4^{th} \text{jet}) < 420$  sont indiqués en rouge.

## Annexe B

# Comparaison entre ATLFast-II et la simulation complète

Pour la simulation des processus physiques, une description détaillée de la géométrie du détecteur et la simulation des interactions des particules dans les matériaux du détecteur avec GEANT4 est essentielle. L'inconvénient de cette simulation détaillée est un temps CPU de plusieurs minutes par événement. Cette exigence de temps de CPU est un défi pour la production d'une quantité suffisante d'échantillons de Monte Carlo et une simulation précise mais rapide du détecteur est utile. La plupart du temps CPU (plus de 90%) Le package FastCaloSim [151] fournit une simulation paramétrée de la réponse en énergie du détecteur aux particules. La géométrie du détecteur est simplifiée et le développement des gerbes de particules est paramétrée en se basant sur des simulations Geant4 de photons, d'électrons et de pions chargés. La combinaison de FastCaloSim et de la simulation complète GEANT4 du détecteur interne et du système à muons est appelée Atlfast-II [150].

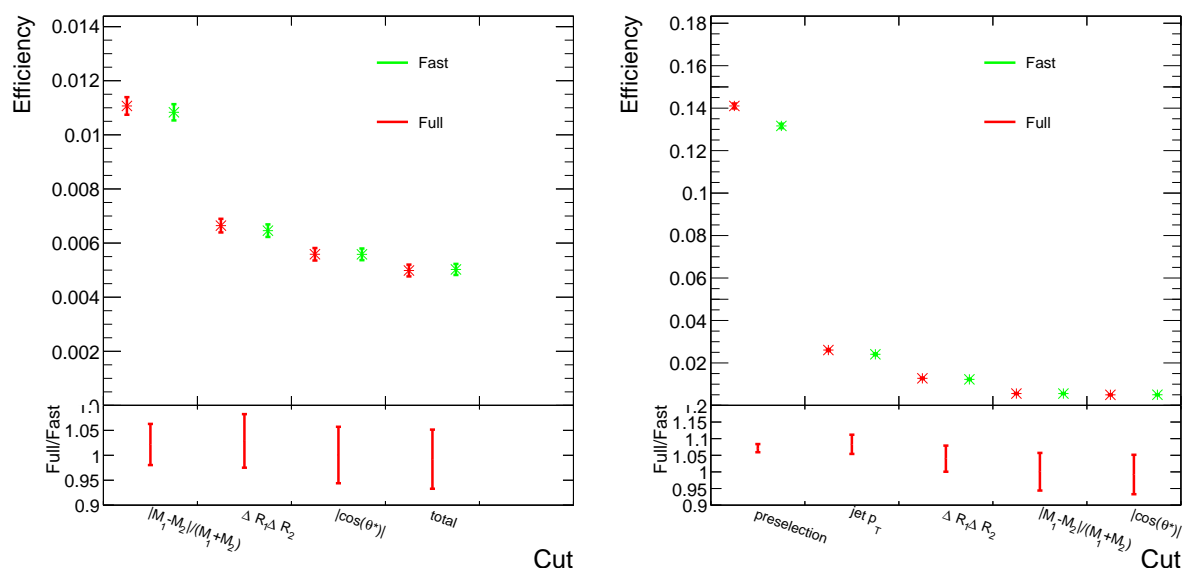


FIG. B.1 – Comparaison des cut flow pour l'échantillon de signal ( $M=300$  GeV) reconstruit avec ATLFast-II et avec la simulation complète. La partie gauche (la droite) est le cut flow marginal (séquentielle). Les incertitudes indiquées sont statistiques. Le cutflow marginal indique le nombre d'événements après toutes les coupures, sauf la coupure indiquée dans le bin correspondant. Dans le dernier bin toutes les coupures ont été appliquées. Le cutflow séquentielle montre le nombre d'événements après la présélection ainsi que toutes les coupures indiquées dans le bin et à gauche du bin. Dans le dernier bin toutes les coupures ont été appliquées.

La figure B.1 montre la comparaison des cut flow pour l'échantillon de signal ( $M=300$  GeV) reconstruit avec ATLFAST-II et avec la simulation complète. La partie gauche est le cut flow marginal et la partie droite est le cut flow séquentiel. Après toutes les coupures les deux échantillons sont en accord au niveau du pour cent dans l'incertitude statistique de 5%. Mais, après la présélection et la coupure sur le  $p_T$  des jets, l'efficacité dans la simulation complète est supérieure de 8% par rapport à la simulation rapide ce qui n'est pas compatible avec une fluctuation statistique. Une partie de cet effet est dû à une réponse en énergie des jets différente entre ATLFAST-II et simulation complète. Dans la figure B.1 (à gauche), le rapport de l'efficacité marginale varie dans 3 %, dans l'incertitude statistique.

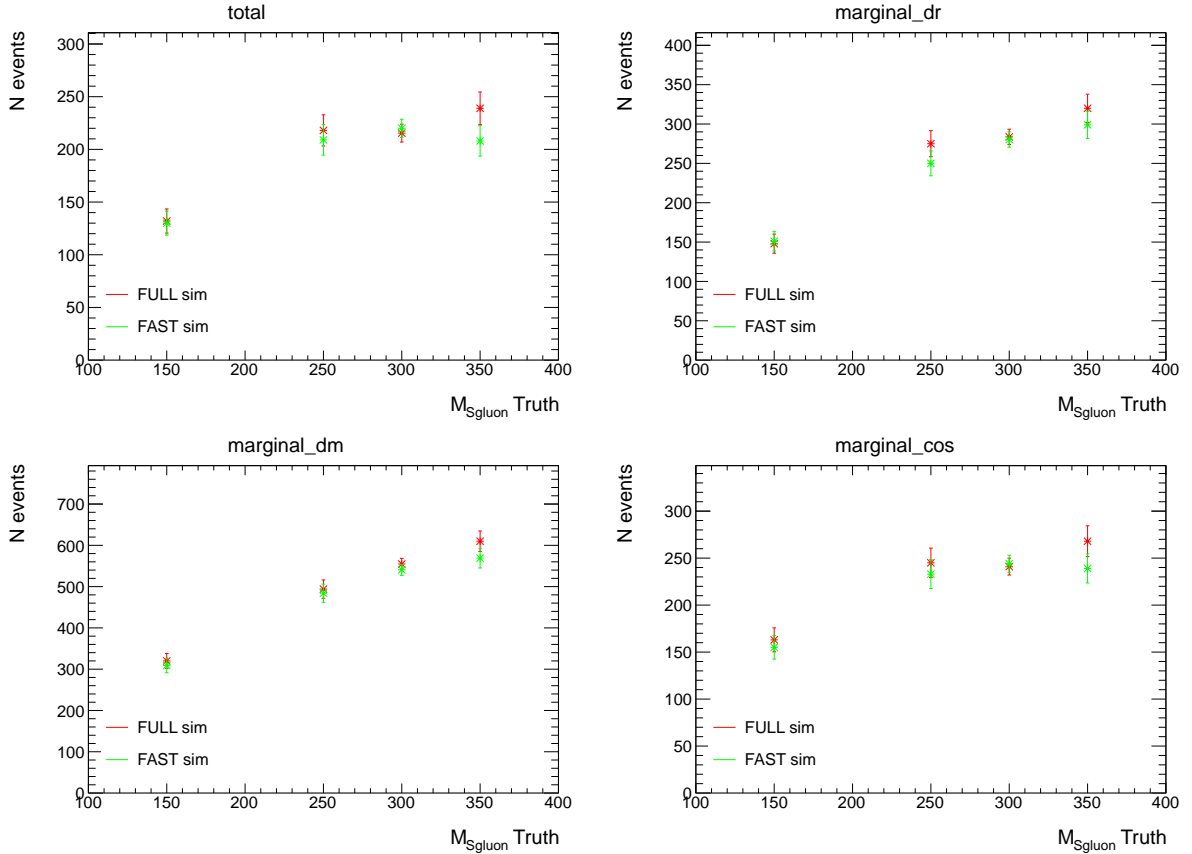


FIG. B.2 – Comparaison de ATLFAST-II et de simulation complète pour différentes masses du sgluon. (en haut à gauche) toutes les coupures sont appliquées. (en haut à droite) toutes les coupures sont appliquées sauf celle sur  $\Delta R$  (en bas à gauche) toutes les coupures sont appliquées sauf celle sur  $|M_1 - M_2| / (M_1 + M_2)$  (en bas à droite) toutes les coupures sont appliquées sauf celle sur  $|\cos(\theta^*)| < 0.5$

L'efficacité de sélection après toutes les coupures d'analyse pour ATLFAST-II et pour la simulation complète est montrée dans la figure B.2(en haut à gauche) pour différentes masses du sgluon. Les distributions marginales ne montrent aucun effet particulier dans la modélisation des variables utilisées dans l'analyse. L'efficacité totale (figure B.2 (en haut à gauche)) est en très bon accord pour toute les masses, sauf pour  $M=350$  GeV où elle est supérieure de  $\sim 10\%$  dans la simulation complète.

# Bibliographie

- [1] V. Khachatryan *et al.*, “Search for Supersymmetry in pp Collisions at 7 TeV in Events with Jets and Missing Transverse Energy,” *Phys.Lett.*, vol. B698, pp. 196–218, 2011.
- [2] G. Aad *et al.*, “Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in  $\sqrt{s} = 7$  TeV proton-proton collisions,” *Phys.Lett.*, vol. B701, pp. 186–203, 2011.
- [3] G. Aad *et al.*, “Search for supersymmetry using final states with one lepton, jets, and missing transverse momentum with the ATLAS detector in  $\sqrt{s} = 7$  TeV pp,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 106, p. 131802, 2011.
- [4] S. Chatrchyan *et al.*, “Search for supersymmetry in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV in events with a single lepton, jets, and missing transverse momentum,” *JHEP*, vol. 1108, p. 156, 2011.
- [5] V. Khachatryan *et al.*, “Search for Pair Production of First-Generation Scalar Leptoquarks in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 106, p. 201802, 2011.
- [6] G. Aad *et al.*, “Search for pair production of first or second generation leptoquarks in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV using the ATLAS detector at the LHC,” *Phys.Rev.*, vol. D83, p. 112006, 2011.
- [7] G. Burdman, B. A. Dobrescu, and E. Ponton, “Resonances from two universal extra dimensions,” *Phys.Rev.*, vol. D74, p. 075008, 2006.
- [8] T. Plehn and T. M. Tait, “Seeking Sgluons,” *J.Phys.G*, vol. G36, p. 075001, 2009.
- [9] S. Choi, M. Drees, J. Kalinowski, J. Kim, E. Popeno, *et al.*, “Color-Octet Scalars of N=2 Supersymmetry at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B672, pp. 246–252, 2009.
- [10] C. T. Hill and E. H. Simmons, “Strong dynamics and electroweak symmetry breaking,” *Phys.Rept.*, vol. 381, pp. 235–402, 2003.
- [11] C. Kilic, S. Schumann, and M. Son, “Searching for Multijet Resonances at the LHC,” *JHEP*, vol. 0904, p. 128, 2009.
- [12] “Search for new physics in dijet mass distributions in 0.81 fb<sup>-1</sup> of pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  tev,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-095, CERN, Geneva, Jul 2011.
- [13] T. Han, I. Lewis, and Z. Liu, “Colored Resonant Signals at the LHC : Largest Rate and Simplest Topology,” *JHEP*, vol. 1012, p. 085, 2010.
- [14] G. ’t Hooft, “The making of the standard model,” *Nature*, vol. 448, pp. 271–273, 2007.
- [15] S. Weinberg, “The Making of the standard model,” *Eur.Phys.J.*, vol. C34, pp. 5–13, 2004.
- [16] A. Salam, “Weak and Electromagnetic Interactions,” *Conf.Proc.*, vol. C680519, pp. 367–377, 1968.
- [17] S. Weinberg, “A Model of Leptons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 19, pp. 1264–1266, 1967.
- [18] P. W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 13, pp. 508–509, 1964.
- [19] F. Englert and R. Brout, “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 13, pp. 321–323, 1964.

- [20] E. Fermi, “An attempt of a theory of beta radiation. 1.,” *Z.Phys.*, vol. 88, pp. 161–177, 1934.
- [21] C. Wu, E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes, and R. Hudson, “EXPERIMENTAL TEST OF PARITY CONSERVATION IN BETA DECAY,” *Phys.Rev.*, vol. 105, pp. 1413–1414, 1957.
- [22] G. Arnison *et al.*, “Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/c\*\*2 at the CERN SPS Collider,” *Phys.Lett.*, vol. B126, pp. 398–410, 1983.
- [23] P. Bagnaia *et al.*, “Evidence for Z0 to e+ e- at the CERN anti-p p Collider,” *Phys.Lett.*, vol. B129, pp. 130–140, 1983.
- [24] G. Aad *et al.*, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 1–29, 2012.
- [25] S. Chatrchyan *et al.*, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 30–61, 2012.
- [26] H. W. Kendall, “Deep inelastic scattering : Experiments on the proton and the observation,” *Rev.Mod.Phys.*, vol. 63, pp. 597–614, 1991.
- [27] S. Herb, D. Hom, L. Lederman, J. Sens, H. Snyder, *et al.*, “Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 39, pp. 252–255, 1977.
- [28] F. Abe *et al.*, “Observation of top quark production in  $\bar{p}p$  collisions,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 74, pp. 2626–2631, 1995.
- [29] S. Abachi *et al.*, “Observation of the top quark,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 74, pp. 2632–2637, 1995.
- [30] D. Barber, U. Becker, H. Benda, A. Boehm, J. Branson, *et al.*, “Discovery of Three Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA Energies,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 43, p. 830, 1979.
- [31] S. Bethke, “World Summary of  $\alpha_s$  (2012),” 2012.
- [32] S. Mrenna and P. Richardson, “Matching matrix elements and parton showers with HERWIG and PYTHIA,” *JHEP*, vol. 0405, p. 040, 2004.
- [33] T. Sjostrand, “A Model for Initial State Parton Showers,” *Phys.Lett.*, vol. B157, p. 321, 1985.
- [34] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand, “Parton Fragmentation and String Dynamics,” *Phys.Rept.*, vol. 97, pp. 31–145, 1983.
- [35] B. Webber, “A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference,” *Nucl.Phys.*, vol. B238, p. 492, 1984.
- [36] H.-L. Lai *et al.*, “New parton distributions for collider physics,” *Phys. Rev.*, vol. D82, p. 074024, 2010.
- [37] I. Abt *et al.*, “Measurement of the proton structure function F2 (x, Q\*\*2) in the low x region at HERA,” *Nucl.Phys.*, vol. B407, pp. 515–538, 1993.
- [38] M. Derrick *et al.*, “Measurement of the proton structure function F2 in e p scattering at HERA,” *Phys.Lett.*, vol. B316, pp. 412–426, 1993.
- [39] S. Catani, “Aspects of QCD, from the Tevatron to the LHC,” 2000.
- [40] t. S. Electroweak, “A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model,” 2004.
- [41] P. Langacker, “Grand Unified Theories and Proton Decay,” *Phys.Rept.*, vol. 72, p. 185, 1981.
- [42] F. Zwicky, “On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae,” *Astrophys.J.*, vol. 86, pp. 217–246, 1937.
- [43] V. C. Rubin and J. Ford, W. Kent, “Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions,” *Astrophys.J.*, vol. 159, pp. 379–403, 1970.
- [44] P. Langacker, “The standard model and beyond,” 2010.
- [45] A. Djouadi, “The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model,” *Phys.Rept.*, vol. 459, pp. 1–241, 2008.

- [46] M. Veltman, “Second Threshold in Weak Interactions,” *Acta Phys.Polon.*, vol. B8, p. 475, 1977.
- [47] S. R. Coleman and J. Mandula, “ALL POSSIBLE SYMMETRIES OF THE S MATRIX,” *Phys.Rev.*, vol. 159, pp. 1251–1256, 1967.
- [48] R. Haag, J. T. Lopuszanski, and M. Sohnius, “All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix,” *Nucl.Phys.*, vol. B88, p. 257, 1975.
- [49] J. Wess, “From Symmetry to Supersymmetry,” 2009.
- [50] Y. Golfand and E. Likhtman, “Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance,” *JETP Lett.*, vol. 13, pp. 323–326, 1971.
- [51] J. Wess and B. Zumino, “Supergauge Transformations in Four-Dimensions,” *Nucl.Phys.*, vol. B70, pp. 39–50, 1974.
- [52] P. Fayet and S. Ferrara, “Supersymmetry,” *Phys.Rept.*, vol. 32, pp. 249–334, 1977.
- [53] S. P. Martin, “A Supersymmetry primer,” 1997.
- [54] W. Buchmuller and D. Wyler, “CP Violation and R Invariance in Supersymmetric Models of Strong and Electroweak Interactions,” *Phys.Lett.*, vol. B121, p. 321, 1983.
- [55] H. Goldberg, “Constraint on the Photino Mass from Cosmology,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 50, p. 1419, 1983.
- [56] V. D. Barger, G. Giudice, and T. Han, “Some New Aspects of Supersymmetry R-Parity Violating Interactions,” *Phys.Rev.*, vol. D40, p. 2987, 1989.
- [57] G. Aad *et al.*, “Search for a heavy neutral particle decaying into an electron and a muon using  $1 fb^{-1}$  of ATLAS data,” *Eur.Phys.J.*, vol. C71, p. 1809, 2011.
- [58] S. Dimopoulos and H. Georgi, “Softly Broken Supersymmetry and SU(5),” *Nucl.Phys.*, vol. B193, p. 150, 1981.
- [59] I. I. Bigi, F. Gabbiani, and A. Masiero, “RARE D DECAYS AS A WINDOW TO NONMINIMAL SUPERSYMMETRY,” *Z.Phys.*, vol. C48, pp. 633–638, 1990.
- [60] G. D. Kribs, E. Poppitz, and N. Weiner, “Flavor in supersymmetry with an extended R-symmetry,” *Phys.Rev.*, vol. D78, p. 055010, 2008.
- [61] S. Choi, M. Drees, A. Freitas, and P. Zerwas, “Testing the Majorana Nature of Gluinos and Neutralinos,” *Phys.Rev.*, vol. D78, p. 095007, 2008.
- [62] J. Ellis, G. L. Fogli, and E. Lisi, “Global analysis of precision electroweak data within the minimal supersymmetric extension of the standard model,” *Nuclear Physics B*, vol. 393, no. 1-2, pp. 3 – 22, 1993.
- [63] R. Lafaye, T. Plehn, M. Rauch, and D. Zerwas, “Measuring supersymmetry,” *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, vol. 54, pp. 617–644, 2008. 10.1140/epjc/s10052-008-0548-z.
- [64] A. Djouadi, J.-L. Kneur, and G. Moultaka, “Suspect : A fortran code for the supersymmetric and higgs particle spectrum in the mssm,” *Computer Physics Communications*, vol. 176, no. 6, pp. 426 – 455, 2007.
- [65] M. R. Ahmady and F. Mahmoudi, “Constraints on the minimal supergravity parameter space from nlo calculation of isospin asymmetry in  $b \rightarrow k^* \gamma$ ,” *Phys. Rev. D*, vol. 75, p. 015007, Jan 2007.
- [66] O. Buchmueller, R. Cavanaugh, A. De Roeck, J. Ellis, H. Flaecher, S. Heinemeyer, G. Isidori, K. Olive, F. Ronga, and G. Weiglein, “Likelihood functions for supersymmetric observables in frequentist analyses of the cmssm and nuhm1,” *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, vol. 64, pp. 391–415, 2009. 10.1140/epjc/s10052-009-1159-z.
- [67] “Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the atlas detector in  $\sqrt{s} = 7$  tev proton-proton collisions,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-033, CERN, Geneva, Mar 2012.



- [68] “Hunt for new phenomena using large jet multiplicities and missing transverse momentum with atlas in  $\sqrt{s} = 4.7$  fb $^{-1}$  of  $\sqrt{s} = 7$  tev proton-proton collisions,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-037, CERN, Geneva, Mar 2012.
- [69] “Further search for supersymmetry at  $\sqrt{s} = 7$  tev in final states with jets, missing transverse momentum and one isolated lepton,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-041, CERN, Geneva, Mar 2012.
- [70] S. Schumann, A. Renaud, and D. Zerwas, “Hadronically decaying color-adjoint scalars at the LHC,” *JHEP*, vol. 1109, p. 074, 2011.
- [71] S. Choi, D. Choudhury, A. Freitas, J. Kalinowski, J. Kim, *et al.*, “Dirac Neutralinos and Electroweak Scalar Bosons of N=1/N=2 Hybrid Supersymmetry at Colliders,” *JHEP*, vol. 1008, p. 025, 2010.
- [72] R. Kneijens, “Supersymmetric single top production with a u(1)r symmetry.” Master Thesis.
- [73] C. Kilic, T. Okui, and R. Sundrum, “Colored Resonances at the Tevatron : Phenomenology and Discovery Potential in Multijets,” *JHEP*, vol. 0807, p. 038, 2008.
- [74] C. Kilic, T. Okui, and R. Sundrum, “Vectorlike Confinement at the LHC,” *JHEP*, vol. 1002, p. 018, 2010.
- [75] C. Kilic and T. Okui, “The LHC Phenomenology of Vectorlike Confinement,” *JHEP*, vol. 1004, p. 128, 2010.
- [76] D. A. Dicus, C. Kao, S. Nandi, and J. Sayre, “Discovering Colorons at the Early Stage LHC,” *Phys.Rev.*, vol. D83, p. 091702, 2011.
- [77] J. Sayre, D. A. Dicus, C. Kao, and S. Nandi, “Searching for Colorons at the Large Hadron Collider,” *Phys.Rev.*, vol. D84, p. 015011, 2011.
- [78] R. S. Chivukula, M. Golden, and E. H. Simmons, “Multi - jet physics at hadron colliders,” *Nucl.Phys.*, vol. B363, pp. 83–96, 1991.
- [79] B. A. Dobrescu, K. Kong, and R. Mahbubani, “Massive color-octet bosons and pairs of resonances at hadron colliders,” *Phys.Lett.*, vol. B670, pp. 119–123, 2008.
- [80] Y. Bai and B. A. Dobrescu, “Heavy octets and Tevatron signals with three or four b jets,” *JHEP*, vol. 1107, p. 100, 2011.
- [81] A. R. Zerwekh, C. O. Dib, and R. Rosenfeld, “A New signature for color octet pseudoscalars at the CERN LHC,” *Phys.Rev.*, vol. D77, p. 097703, 2008.
- [82] A. V. Manohar and M. B. Wise, “Flavor changing neutral currents, an extended scalar sector, and the Higgs production rate at the CERN LHC,” *Phys.Rev.*, vol. D74, p. 035009, 2006.
- [83] M. Gerbush, T. J. Khoo, D. J. Phalen, A. Pierce, and D. Tucker-Smith, “Color-octet scalars at the CERN LHC,” *Phys.Rev.*, vol. D77, p. 095003, 2008.
- [84] Y. Bai and A. Martin, “Topological Pions,” *Phys.Lett.*, vol. B693, pp. 292–295, 2010.
- [85] J. Pumplin, D. Stump, J. Huston, H. Lai, P. M. Nadolsky, *et al.*, “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis,” *JHEP*, vol. 0207, p. 012, 2002.
- [86] D. Goncalves-Netto, D. Lopez-Val, K. Mawatari, T. Plehn, and I. Wigmore, “Sgluon Pair Production to Next-to-Leading Order,” 2012.
- [87] e. Evans, Lyndon and e. Bryant, Philip, “LHC Machine,” *JINST*, vol. 3, p. S08001, 2008.
- [88] “Luminosity determination in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  tev using the atlas detector in 2011,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-116, CERN, Geneva, Aug 2011.
- [89] G. Aad *et al.*, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” *JINST*, vol. 3, p. S08003, 2008.
- [90] G. Aad *et al.*, “Performance of the ATLAS Trigger System in 2010,” *Eur.Phys.J.*, vol. C72, p. 1849, 2012.

- [91] “ATLAS : Detector and physics performance technical design report. Volume 1,” 1999.
- [92] P. Calafiura, W. Lavrijsen, C. Leggett, M. Marino, and D. Quarrie, “The athena control framework in production, new developments and lessons learned,” pp. 456–458, 2005.
- [93] P. Mato, “Gaudi-architecture design document,” Tech. Rep. LHCb-98-064, CERN, Geneva, Nov 1998.
- [94] C. Arnault, “CMT : A software configuration management tool,” pp. 692–695, 2000.
- [95] G. Aad *et al.*, “Measurement of multi-jet cross sections in proton-proton collisions at a 7 TeV center-of-mass energy,” *Eur.Phys.J.*, vol. C71, p. 1763, 2011.
- [96] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “The Anti-k(t) jet clustering algorithm,” *JHEP*, vol. 0804, p. 063, 2008.
- [97] G. Aad *et al.*, “Single hadron response measurement and calorimeter jet energy scale uncertainty with the ATLAS detector at the LHC,” 2012.
- [98] G. Aad *et al.*, “Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” 2011.
- [99] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, *et al.*, “Calorimeter clustering algorithms : Description and performance,” 2008.
- [100] “Pile-up corrections for jets from proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in atlas in 2011,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-064, CERN, Geneva, Jul 2012.
- [101] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual,” *JHEP*, vol. 0605, p. 026, 2006.
- [102] “Jet energy scale and its systematic uncertainty for jets produced in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  tev and measured with the atlas detector,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-056, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [103] S. Adomeit, F. Balli, T. Carli, C. Doglioni, D. Gillberg, G. Halladjan, B. Malaescu, L. Mijovic, C. Meyer, A. Picazio, S. Schramm, A. Schwartzman, J. Taenzer, and K. Terashi, “Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=7$  tev with atlas 2011 data,” Tech. Rep. ATLAS-COM-CONF-2012-171, CERN, Geneva, Aug 2012.
- [104] E. Khramov, N. Rusakovich, T. Carli, A. Henriques, V. Giangiobbe, Z. Liang, C. Santoni, and M. Simonyan, “Study of the response of the hadronic barrel calorimeter in the atlas combined test-beam to pions of energies from 20 to 350 gev for beam impact points from 0.2 to 0.65,” Tech. Rep. ATL-TILECAL-PUB-2009-007. ATL-COM-TILECAL-2009-006, CERN, Geneva, Apr 2009.
- [105] “Atlas calorimeter response to single isolated hadrons and estimation of the calorimeter jet scale uncertainty,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-028, CERN, Geneva, Mar 2011.
- [106] G. Aad *et al.*, “Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data,” *Eur.Phys.J.*, vol. C72, p. 1909, 2012.
- [107] “Close-by jet effects on jet energy scale calibration in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  tev with the atlas detector,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-062, CERN, Geneva, Apr 2011.
- [108] “Jet energy resolution and selection efficiency relative to track jets from in-situ techniques with the atlas detector using proton-proton collisions at a center of mass energy  $\sqrt{s} = 7$  tev,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-054, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [109] G. Aad *et al.*, “Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics,” 2009.
- [110] R. Achenbach, P. Adragna, V. Andrei, P. Apostologlou, B. Asman, *et al.*, “The ATLAS level-1 calorimeter trigger,” *JINST*, vol. 3, p. P03001, 2008.
- [111] M. Tamsett, M. Agustoni, M. Begel, P. Conde Muino, D. Damazio, F. Rubbo, C. Sandoval, C. Santamarina Rios, M. Sutton, and R. Subramaniam, “The 11.5 jet trigger,” Tech. Rep. ATL-COM-DAQ-2012-015, CERN, Geneva, Apr 2012.

- [112] “Performance of the atlas jet trigger in the early  $\sqrt{s}=7$  tev data,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-094, CERN, Geneva, Oct 2010.
- [113] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, *et al.*, “Event generation with SHERPA 1.1,” *JHEP*, vol. 0902, p. 007, 2009.
- [114] F. Krauss, R. Kuhn, and G. Soff, “AMEGIC++ 1.0 : A Matrix element generator in C++,” *JHEP*, vol. 0202, p. 044, 2002.
- [115] S. Schumann and F. Krauss, “A Parton shower algorithm based on Catani-Seymour dipole factorisation,” *JHEP*, vol. 0803, p. 038, 2008.
- [116] G. Aad *et al.*, “Measurement of the WW cross section in  $\sqrt{s} = 7$  TeV pp collisions with ATLAS,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 107, p. 041802, 2011.
- [117] G. Aad *et al.*, “Measurement of the top quark-pair production cross section with ATLAS in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” *Eur.Phys.J.*, vol. C71, p. 1577, 2011.
- [118] G. Aad *et al.*, “Measurement of the production cross section for W-bosons in association with jets in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector,” *Phys.Lett.*, vol. B698, pp. 325–345, 2011.
- [119] A. Buckley, J. Butterworth, S. Gieseke, D. Grellscheid, S. Hoche, *et al.*, “General-purpose event generators for LHC physics,” *Phys.Rept.*, vol. 504, pp. 145–233, 2011.
- [120] S. Hoeche, F. Krauss, S. Schumann, and F. Siegert, “QCD matrix elements and truncated showers,” *JHEP*, vol. 0905, p. 053, 2009.
- [121] S. Hoeche, S. Schumann, and F. Siegert, “Hard photon production and matrix-element parton-shower merging,” *Phys.Rev.*, vol. D81, p. 034026, 2010.
- [122] T. Gleisberg and S. Hoeche, “Comix, a new matrix element generator,” *JHEP*, vol. 0812, p. 039, 2008.
- [123] T. Carli, T. Gehrmann, and S. Hoeche, “Hadronic final states in deep-inelastic scattering with Sherpa,” *Eur.Phys.J.*, vol. C67, pp. 73–97, 2010.
- [124] V. M. Abazov *et al.*, “Azimuthal decorrelations and multiple parton interactions in photon+2 jet and photon+3 jet events in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV,” *Phys.Rev.*, vol. D83, p. 052008, 2011.
- [125] G. Aad *et al.*, “Measurement of Dijet Azimuthal Decorrelations in pp Collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 106, p. 172002, 2011.
- [126] S. Ovin, X. Rouby, and V. Lemaitre, “DELPHES, a framework for fast simulation of a generic collider experiment,” 2009.
- [127] S. de Visscher, J.-M. Gerard, M. Herquet, V. Lemaitre, and F. Maltoni, “Unconventional phenomenology of a minimal two-Higgs-doublet model,” *JHEP*, vol. 0908, p. 042, 2009.
- [128] S. Ovin, “Associated W and Higgs boson photoproduction and other electroweak photon induced processes at the LHC,” *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, vol. 179-180, pp. 269–276, 2008.
- [129] K. Desch, S. Fleischmann, P. Wienemann, H. Dreiner, and S. Grab, “Stau as the Lightest Supersymmetric Particle in R-Parity Violating SUSY Models : Discovery Potential with Early LHC Data,” *Phys.Rev.*, vol. D83, p. 015013, 2011.
- [130] M. Cacciari and G. P. Salam, “Dispelling the  $N^3$  myth for the  $k_t$  jet-finder,” *Phys.Lett.*, vol. B641, pp. 57–61, 2006.
- [131] [https://svnweb.cern.ch/trac/atlasoff/browser/Generators/PythiaSgluon\\_i](https://svnweb.cern.ch/trac/atlasoff/browser/Generators/PythiaSgluon_i).
- [132] G. Aad *et al.*, “The ATLAS Simulation Infrastructure,” *Eur.Phys.J.*, vol. C70, pp. 823–874, 2010.
- [133] S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4 : A Simulation toolkit,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A506, pp. 250–303, 2003.
- [134] “Search for new physics in dijet mass and angular distributions using 4.8/fb of pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  tev collected by the atlas detector,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-038, CERN, Geneva, Mar 2012.

- [135] “Observation of an excess of events in the search for the standard model higgs boson in the gamma-gamma channel with the atlas detector,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-091, CERN, Geneva, Jul 2012.
- [136] G. Aad *et al.*, “Search for Massive Colored Scalars in Four-Jet Final States in  $\sqrt{s}=7$  TeV proton-proton collisions with the ATLAS Detector,” *The European Physical Journal C*, vol. C71, p. 1828, 2011.
- [137] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. D. Polosa, “ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions,” *JHEP*, vol. 0307, p. 001, 2003.
- [138] G. Corcella *et al.*, “HERWIG 6.5 release note,” 2002.
- [139] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour, “Multiparton interactions in photoproduction at HERA,” *Z. Phys.*, vol. C72, pp. 637–646, 1996.
- [140] A. Sherstnev and R. Thorne, “Parton Distributions for LO Generators,” *Eur.Phys.J.*, vol. C55, pp. 553–575, 2008. 40 pages, 29 figures as .ps or .eps files.
- [141] G. Romeo, A. Schwartzman, R. Piegaiia, T. Carli, and R. Teuscher, “Jet energy resolution from in-situ techniques with the atlas detector using proton-proton collisions at a center of mass energy  $\sqrt{s} = 7$  tev,” Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2011-240, CERN, Geneva, Mar 2011.
- [142] “Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=7$  tev in atlas 2010 data,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-032, CERN, Geneva, Mar 2011.
- [143] <http://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/HowToCleanJets>.
- [144] “Updated luminosity determination in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  tev using the atlas detector,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-011, CERN, Geneva, Mar 2011.
- [145] “Measurement of multi-jet cross-sections in proton-proton collisions at 7 tev center-of-mass energy,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-043, CERN, Geneva, Mar 2011.
- [146] A. L. Read, “Presentation of search results : The CL(s) technique,” *J.Phys.G*, vol. G28, pp. 2693–2704, 2002.
- [147] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, “Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics,” *Eur.Phys.J.*, vol. C71, p. 1554, 2011.
- [148] G. Aad *et al.*, “Search for pair-produced massive coloured scalars in four-jet final states with the ATLAS detector in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” *The European Physical Journal C*, vol. 73, no. 1, 2013.
- [149] S. Frixione and B. R. Webber, “Matching NLO QCD computations and parton shower simulations,” *JHEP*, vol. 0206, p. 029, 2002.
- [150] W. Lukas, “Fast simulation for atlas : Atfast-ii and isf,” May 2012.
- [151] T. Yamanaka, “The atlas calorimeter simulation fastcalosim,” Tech. Rep. ATL-SOFT-PROC-2011-021, CERN, Geneva, Jan 2011.
- [152] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/ExtendedPileupRewighting>.
- [153] G. Aad *et al.*, “Luminosity Determination in pp Collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV Using the ATLAS Detector at the LHC,” *Eur.Phys.J.*, vol. C71, p. 1630, 2011.
- [154] [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/NTUP\\_JETMET](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/NTUP_JETMET).
- [155] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/HowToCleanJets2011>.
- [156] “Selection of jets produced in proton-proton collisions with the atlas detector using 2011 data,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-020, CERN, Geneva, Mar 2012.
- [157] Euclide, *Elements*, vol. 2. books V-IX. 300 BC.

- [158] <http://pdg.lbl.gov/2011/reviews/rpp2011-rev-rpp-intro.pdf>.
- [159] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/JetEnergyResolutionProviderForPhysicsAnalysis>.
- [160] G. Aad *et al.*, “Rapidity gap cross sections measured with the ATLAS detector in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” *Eur.Phys.J.*, vol. C72, p. 1926, 2012.
- [161] S. Adomeit, I. Aracena, C. Bertella, O. Biebel, D. Boumediene, A. Coccaro, S. DAuria, E. Dubreuil, L. Feligioni, G. Gagliardi, N. Ghodbane, N. Kimura, H. Liao, B. Osculati, F. Parodi, P. Pallin, and K. Yorita, “Measurement of the *t* production cross section in the all-hadronic channel in atlas with  $\sqrt{s} = 7$  tev data,” Tech. Rep. ATLAS-COM-CONF-2012-002, CERN, Geneva, Jan 2012. SHOULD BE ATLAS-CONF-2012-031.
- [162] U. Baur, I. Hinchliffe, and D. Zeppenfeld, “Excited Quark Production at Hadron Colliders,” *Int.J.Mod.Phys.*, vol. A2, p. 1285, 1987.
- [163] T. Aaltonen *et al.*, “Search for new particles decaying into dijets in proton-antiproton collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV,” *Phys.Rev.*, vol. D79, p. 112002, 2009.
- [164] V. Abazov *et al.*, “Search for new particles in the two jet decay channel with the D0 detector,” *Phys.Rev.*, vol. D69, p. 111101, 2004.
- [165] “Search for narrow resonances using the dijet mass spectrum in pp collisions at  $\sqrt{s}$  of 8 tev,” 2012.
- [166] G. Aad *et al.*, “Search for New Physics in Dijet Mass and Angular Distributions in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV Measured with the ATLAS Detector,” *New J.Phys.*, vol. 13, p. 053044, 2011.
- [167] G. Aad *et al.*, “ATLAS search for new phenomena in dijet mass and angular distributions using pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” 2012.
- [168] “Search for narrow resonances and quantum black holes in inclusive and *b*-tagged dijet mass spectra from pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” 2012.
- [169] S. Chatrchyan *et al.*, “Search for quark compositeness in dijet angular distributions from pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” *JHEP*, vol. 1205, p. 055, 2012.
- [170] T. Aaltonen *et al.*, “First Search for Multijet Resonances in  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV  $p\bar{p}$  Collisions,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 107, p. 042001, 2011.
- [171] S. Chatrchyan *et al.*, “Search for three-jet resonances in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” 2012.
- [172] S. Chatrchyan *et al.*, “Search for Three-Jet Resonances in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 107, p. 101801, 2011.
- [173] G. Aad *et al.*, “Search for pair production of massive particles decaying into three quarks with the ATLAS detector in  $\sqrt{s} = 7$  TeV pp collisions at the LHC,” 2012.
- [174] “Search for New Physics in the Paired Dijet Mass Spectrum,” 2012.
- [175] “Search for Multijet Resonances in the 8-jet Final State,” 2012.
- [176] G. Brooijmans, B. Gripaios, F. Moortgat, J. Santiago, P. Skands, *et al.*, “Les Houches 2011 : Physics at TeV Colliders New Physics Working Group Report,” 2012.
- [177] J. R. Hosking and J. R. Wallis, “Parameter and quantile estimation for the generalized pareto distribution,” *Technometrics*, vol. 29, no. 3, pp. 339–349, 1987.