



# NOYAUX, PARTICULES, ASTROPARTICULES, COSMOLOGIE (NPAC)

SYNOPSIS DU STAGE DE M2

---

Contraintes sur la fragmentation du quark b avec des  
événements dans l'expérience ATLAS

---

**Jad ZAHREDDINE**

Du 20 Mars 2017 au 13 Juillet 2017

Sous la direction de : M. Frédéric DERUE  
M. Tristan BEAU



### 1.1 L'expérience ATLAS

Le LHC (LARGE HADRON COLLIDER) est un collisionneur de protons avec une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$  situé au CERN près de Genève. Ces collisions se produisent toutes les 25 ns. Il abrite plusieurs expériences dont ATLAS (A TOROIDAL LHC APPARATUS) [?] qui regroupe plus de 5000 scientifiques de 38 pays différents. L'expérience a été construite avec comme priorité principale la recherche du boson de Higgs découvert en 2012 [?]. Maintenant, l'expérience se concentre sur l'étude de certains canaux de productions et désintégrations ainsi que la mesure de ses propriétés. D'autres recherches dans le cadre du Modèle Standard impliquent des mesures de précision de ses paramètres fondamentaux. Un dernier domaine de recherche principal concerne la physique au-delà du Modèle Standard (BSM), où les particules provenant de théories, comme la supersymétrie, sont directement recherchées. Des recherches indirectes de BSM sont aussi faites en recherchant dans des mesures de précision, des écarts par rapport à ce qui est attendu dans le Modèle Standard. Le détecteur ATLAS au LHC est un détecteur de particules polyvalent ayant une symétrie cylindrique avec une couverture en angle solide proche de  $4\pi$  défini en utilisant un système de coordonnées direct<sup>1</sup> ayant comme origine le point d'interaction au centre du détecteur. Il est divisé en plusieurs couches entourant le tube à vide, commençant par le détecteur de traces qui permet de reconstruire les trajectoires des particules chargées ainsi que les vertex primaires et secondaires de désintégrations. Il est formé d'un détecteur à pixels, d'un micro-bandes à silicium, et d'un trajectographe à rayonnement de transition. Un solénoïde superconducteur vient entourer le détecteur de traces engendrant un champ magnétique de 2 T. La partie calorimétrique permet d'arrêter les particules, à l'exception des muons et des neutrinos, permettant ainsi de mesurer l'énergie qu'elles ont déposés, leurs positions et de les identifier. Le calorimètre électromagnétique à échantillonnage fait de plomb et d'argon liquide permet de reconstruire les gerbes électromagnétiques laissées par les électrons et les photons. Le calorimètre hadronique qui permet de mesurer l'énergie déposée par les quarks et les hadrons. Plusieurs parties le constituent, la première est faite de cuivre et d'argon liquide, la deuxième formée de couches de fer et de tuiles scintillantes. Enfin le spectromètre à muons permet de reconstruire les traces des muons. Il entoure les calorimètres et est formé de 3 larges toroïdes superconducteurs qui en courbant leurs trajectoires permet de remonter à leurs impulsions. Un système de déclenchement permet de réduire le taux d'événements de 40 MHz à 1 kHz. Il est basé d'une part sur les calorimètres et les détecteurs à muons, puis sur un niveau logiciel qui utilise toute l'information du détecteur. Les données sont ensuite

---

1. L'axe  $x$  est défini au point d'interaction au centre du LHC, l'axe  $y$  pointant vers le haut du détecteur et l'axe  $z$  confondu avec le tube à vide.

transférées dans de nombreux centres de calcul pour être reconstruites et analysées.

## 1.2 Le quark top

L'un des sujets de recherche de la collaboration est l'étude du quark top. C'est la particule du Modèle Standard ayant la masse la plus élevée, environ 173 GeV [?], donc de l'ordre de la brisure de symétrie électrofaible. Il est caractérisé par une durée de vie courte ( $\sim 5 \times 10^{-25}$  s) plus petite que le temps d'hadronisation qui est de l'ordre de  $4 \times 10^{-24}$  s. Cette propriété du quark top nous permet de l'étudier comme une particule quasi-libre [?]. Cette particule chargée en couleur se désintègre en un boson et un quark ( $\rightarrow$ ) avec un rapport d'embranchement de presque 100%. Ainsi, caractérisé par une masse très élevée, son couplage de Yukawa s'approche de l'unité, influençant le secteur du Higgs. On peut relier les masses des bosons et à la masse du quark top et des mesures précises de celles-ci permettent de vérifier la cohérence du Modèle Standard [?]. Une seconde motivation pour effectuer une mesure précise de la masse du quark top est la relation de cette masse avec l'état de stabilité du vide.

On peut mesurer la masse du quark top via deux méthodes. La première est une mesure directe via les mesures de la subsection efficace de production du quark top (inclusive ou différentielle) sensibles à la masse au pôle. La deuxième méthode (celle utilisée durant le stage) est la méthode dite des patrons (méthode des *templates*) via la reconstruction des états finaux de la désintégration du quark top et l'utilisation d'observables cinématiques sensibles à la masse du quark top. Un étalonnage permet de relier l'observable (la masse du système de particules reconstruites) à la masse du quark top. La masse mesurée correspond au paramètre de masse implémenté dans le Monte Carlo, qui n'est pas celle au pôle [?]. Une différence de l'ordre de 1 GeV existe entre la masse au pôle et la masse Monte-Carlo.

Dans ce synopsis sera décrite en premier lieu l'équipe ATLAS au LPNHE, en second lieu l'état actuel des mesures de la masse obtenue avec les données du Run-1 (cf. Fig. 1.1), pour finir avec le travail prévu durant le stage, avec les données du Run-2, pour améliorer l'une des incertitudes des mesures existantes.

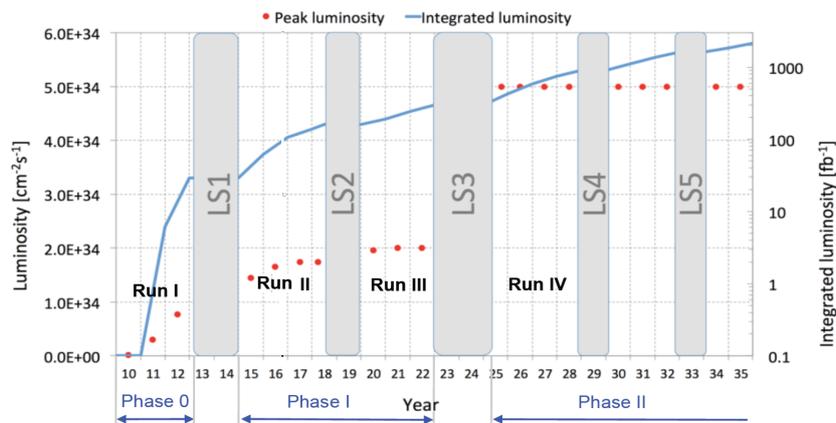


FIGURE 1.1 – Performances du LHC projetées jusqu'en 2035, montrant les dates préliminaires pour les arrêts et les luminosités attendues.

Le Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies (LPNHE) fondé dans les années 1970, est une Unité Mixte de Recherche (UMR 7585) de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique de Particules (IN2P3), institut du CNRS, des universités Pierre et Marie Curie (UPMC) et Paris Diderot. Il est constitué de 12 groupes de recherche, de 3 services techniques (informatique, électronique et mécanique) et de 2 services support (administration et logistique). Les équipes travaillent sur plusieurs expériences internationales comme celles auprès du CERN en physique des particules, en cosmologie, en astroparticules ainsi que sur la recherche de la matière noire.

L'équipe ATLAS au LPNHE [?] est constitué de 18 physicien.ne.s permanent.e.s dont 9 enseignants-chercheu.r.se.s, 9 chercheu.r.se.s CNRS, 3 chercheu.r.se.s en contrat post-doctoraux et 8 étudiant.e.s en thèse. Le groupe a participé à la construction du calorimètre électromagnétique et l'évaluation de ses performances en tests en faisceaux, avec des rayons cosmiques et avec les données de collision. Il a aussi participé à la construction de la couche Inserted B-Layer (IBL) du détecteur à pixel installée en 2014 pour le Run-2 qui a débuté en 2015 et finira en 2018. Il est maintenant impliqué dans la mise au point du détecteur à pixels (ITK) et du calorimètre High Granularity Timing Detector (HGTD), qui seront utilisés pour la phase de très haute luminosité du LHC. Enfin il participe au développement du logiciel pour la reconstruction et l'analyse des données et à la mise en place des moyens de calcul et de stockage de l'expérience, hébergeant un noeud de la grille de calcul. Les analyses de physique en cours dans le groupe sont liées à l'étude de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible avec la recherche et l'étude du boson de Higgs, des études sur la production et les propriétés du quark top, sur les études du modèle standard avec des jets et la recherche de nouvelle physique.

# Mesure de la masse du quark top

Les principales références bibliographiques utilisées pour écrire ce rapport sont deux notes ATLAS [?]-[?] et deux papiers CMS [?]-[?] sur l'utilisation d'événements avec un méson dans l'état final pour mesurer la masse du quark top et contraindre la fonction de fragmentation du quark .

### 3.1 État actuel du domaine

Les études sur le quark top comprennent l'étude de ses modes de production (subsections efficaces des paires de et du quark top célibataire), ses propriétés dont sa masse, ses désintégrations et son utilisation pour la recherche de nouvelle physique.

Au LHC, il existe deux modes de production principaux du quark top. Il est produit en paires de quarks top-antitop par l'interaction forte, pour 90% d'une fusion de gluons et 10% d'une annihilation de paires de quark-antiquark. La seconde vient d'un processus électrofaible émettant un quark top célibataire. Pour la production , qui nous intéresse par la suite, trois modes de désintégration sont possibles suivant la désintégration des bosons :

- (a) La canal hadronique correspond au cas où les deux bosons se désintègrent hadroniquement. C'est le canal de désintégration dominant ( $\sim 46\%$ ) mais aura un grand bruit de fond dû à l'importante production de jets au LHC.
- (b) le canal semi-leptonique (lepton + jets), dans ce cas, un seul des deux se désintègre en leptons ( $\ell = e, \mu$ , car  $\tau$  pourrait donner des hadrons). Ce canal est le principal canal de recherche du fait d'une statistique importante et d'un assez bas bruit de fond (de l'ordre de 10%).
- (c) le canal dileptonique, où dans ce cas les deux donneront des leptons. Ce canal est le moins dominant des trois, mais la signature par les leptons produits des données à très bas bruit de fond ( $<1\%$ ).

Actuellement, les mesures de la masse du quark top les plus précises sont effectuées sur les modes de désintégrations semileptoniques et dileptoniques avec la méthode des patrons avec les données du Run-1. Le canal dileptonique s'avère être très avantageux étant donné que la résolution des leptons est très bonne et le niveau de bruit de fond est très faible. On ne peut toutefois reconstruire directement la masse du quark top à partir des produits de désintégration du fait de la présence des neutrinos dans l'état final. On reconstruit la masse invariante  $m_{\ell}$  du système fait de l'association d'un quark b et d'un lepton qui est corrélée à la masse du quark top.

$$m_{\ell}^{reco} = \frac{m_{\ell} + m_{\ell}}{2} \tag{3.1}$$

où,  $m_\ell^{reco}$  est la masse résultante reconstruite du système lepton + quark dans le canal dileptonique,  $m_\ell$  ( $m_\ell$ ) est la masse du système lepton + quark issu du quark (quark). L'utilisation de cette variable est très sensible à la masse du quark top et sert à construire le patron.

Les dernières mesures de masse du quark top sont données par la figure 3.1. L'expérience ATLAS a mesuré une masse  $m_t = 172, 84 \pm 0, 34$  (stat.)  $\pm 0, 61$  (syst.) GeV [?]. Les sources d'incertitudes sont d'une part d'origines expérimentales, suivant la précision de la reconstruction des particules dans les détecteurs, en particulier l'échelle d'énergie des jets (JES) et des jets issus de l'hadronisation d'un quark b (bJES). Les autres sources sont liées à la modélisation des événements, la quantité de gluons émis dans les états initial et final et de la modélisation de la fragmentation et l'hadronisation des quarks b.

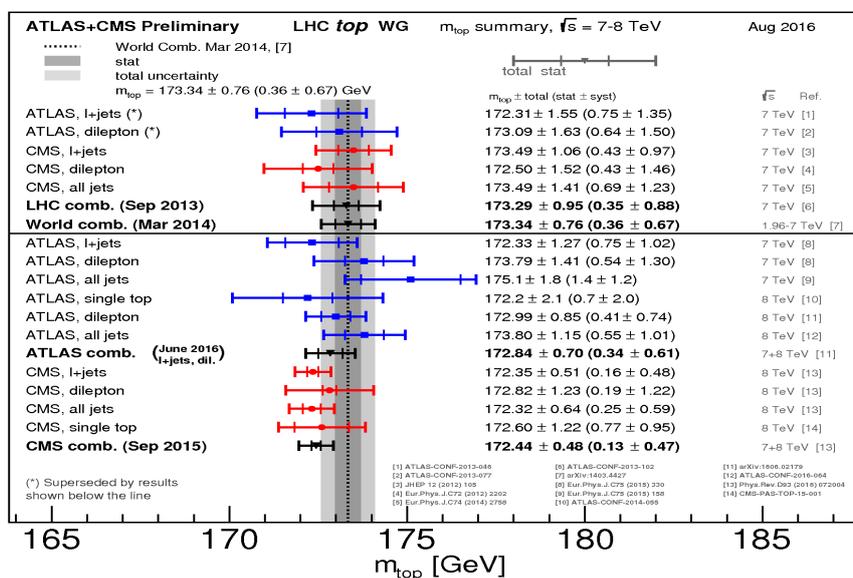


FIGURE 3.1 – Mesures de la masse du quark top par ATLAS et CMS [?].

La grande statistique qui sera disponible avec les données du Run-2 permettra de sacrifier une partie de celle-ci au profit d'incertitudes systématiques plus basses. En effet, le grand lot d'événements disponibles permettra la sélection du domaine cinématique où les incertitudes JES et bJES sont les plus basses possibles. En revanche, un travail supplémentaire devra être effectué sur les incertitudes théoriques, en particulier sur les modèles de fragmentation et d'hadronisation du quark b qui affectent les propriétés cinématiques des jets produits et des traces les constituants. Le transfert d'énergie-impulsion du parton au hadron a déjà été mesuré dans les expériences de collisions (ALEPH, DELPHI, OPAL, SLD) et de collisions (CDF) et ont montré qu'une variation de ce transfert dans le cas d'un quark b à un hadron B implique une variation dans la distribution de masse invariante du système composé du quark b et du lepton, induisant une sensibilité importante à la fragmentation du quark b lors de la mesure de la masse du quark top. Des mesures de précision de la masse du quark top peuvent être obtenues par des méthodes alternatives en se basant, entre autres, sur une reconstruction partielle des quark b en utilisant des événements donnant comme état final un  $\rightarrow$  (cf. Fig. 3.2) ou bien un  $\rightarrow$  (cf. Fig. 3.2-3.3). Ces mesures sont basées sur la reconstruction de la masse invariante du système composé du lepton isolé issu du boson et du méson reconstruit. Ne contenant que des leptons ou

des traces chargées elles sont peu sensibles à la JES/bJES. Des mesures de reconstruction du  $t$  et du  $\bar{t}$  dans des événements  $t\bar{t}$  ont été faites à 8 TeV par les expériences ATLAS [?] et CMS [?] dans les deux canaux, leptons+jets et dileptons. La mesure de masse obtenue par CMS est  $m_{top} = 173.5 \pm 3.0$  (stat.)  $\pm 0.9$  (syst.) GeV. Elle est limitée par la statistique disponible, le rapport d'embranchement de tels processus étant très faible ( $\sim 5 \times 10^{-4}$  dans le cas du  $t \rightarrow Wb$ ). L'incertitude systématique est dominée par la modélisation des événements et la fragmentation du quark b. Avec les données du Run-2 le lot d'événements disponible sera près de 20 fois plus important, permettant de réduire l'incertitude statistique à 0.7 GeV, et d'étudier l'hadronisation du quark b directement dans des événements  $t\bar{t}$ .

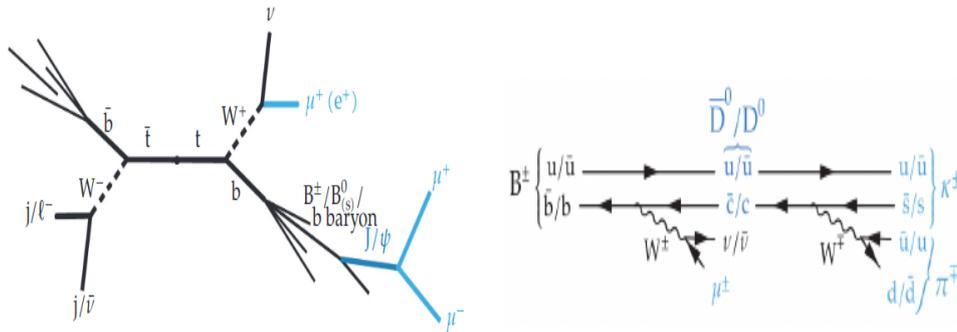


FIGURE 3.2 – Diagrammes de Feynman d'un événement  $t\bar{t}$  avec un  $\mu^+\mu^-$  dans l'état final (à gauche), et d'un hadron  $B^0$  se désintégrant en  $\mu^+\nu$  et un  $\mu^-\bar{\nu}$  (à droite).

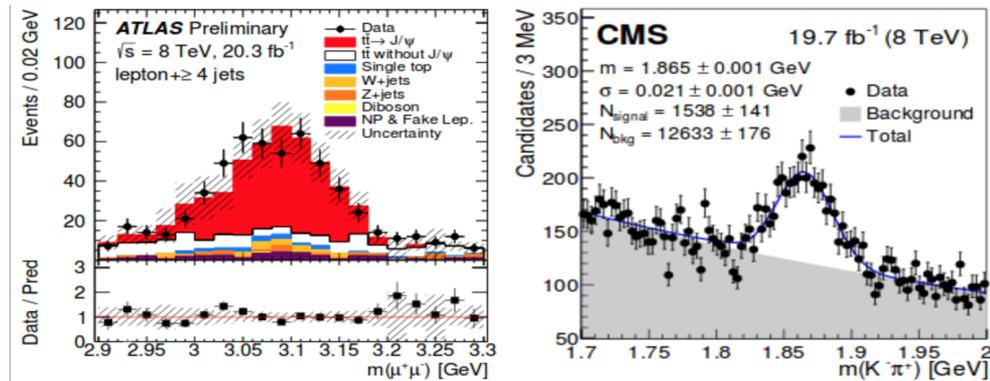


FIGURE 3.3 – A gauche, la distribution de la masse invariante du système candidat à un méson  $B^0$  dans le canal lepton + jets avec les données à 8 TeV de l'expérience ATLAS [?]. A droite, la distribution de la masse invariante du système candidat à un méson  $D^0$  avec les données à 8 TeV de l'expérience CMS [?].

## 3.2 Travail durant le stage

Durant ce stage on s'intéresse à la fragmentation des quark b, tout particulièrement dans des événements  $t\bar{t}$ , en relation avec les méthodes de mesure de la masse de celui-ci. On effectuera l'étude en reconstruisant des mésons  $B^0$  et  $D^0$  issus de la fragmentation de quarks b, en sélectionnant des événements  $t\bar{t}$  dans les données enregistrées par la collaboration ATLAS lors du Run-2, en 2015 et 2016, dans des collisions proton-proton à une énergie

dans le centre de masse de 13 TeV. On utilisera des simulations Monte Carlo d'événements et de différents bruits de fond (quark célibataire,  $q\bar{q}$ ,  $q\bar{q} + \text{jets}$ ,  $q\bar{q} + \text{jets} + \text{jets}$ ) pour comparer les distributions obtenues (cinématique des objets sélectionnés, masses invariantes des mésons reconstruits ...) entre les données et ces prédictions. Des lots d'événements utilisant différents modèles d'hadronisation du quark b seront alors utilisés et comparés.

### 3.2.1 La fragmentation des quarks b

La précision des mesures de la masse du quark top est liée à la reconstruction des leptons qui sont produits par le boson  $Z$  et par la reconstruction des jets, dont ceux dû au quark  $b$ . Elles dépendent aussi de la modélisation des événements  $b\bar{b}$  et de l'hadronisation des quarks  $b$ . Ce dernier point est essentiel puisqu'il est lié au modèle de fragmentation utilisé. Ce processus est déclenché par l'émission de plusieurs gluons diminuant ainsi la masse virtuelle du quark. Quand cette diminution atteint l'échelle d'hadronisation où  $\alpha_s$  est suffisamment grande, l'utilisation de la théorie des perturbations devient impossible, d'où la nécessité de se référer à des modèles permettant de simuler le phénomène d'hadronisation. Il en existe plusieurs, mais 2 seront développés dans ce synopsis :

- **Fragmentation en cordes :**

Le modèle le plus utilisé dans ce type de fragmentation est le modèle de Lund (Fig. 3.4) qui est implémenté dans le générateur Monte-Carlo PYTHIA qui est utilisé par défaut dans ATLAS pour simuler les douches partoniques.

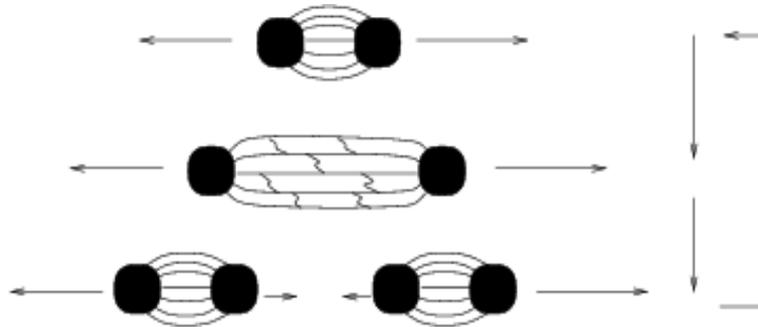


FIGURE 3.4 – Schéma représentatif de la fragmentation selon le modèle de Lund.

Le modèle de Lund se base sur le fait que les partons sont connectés par des tubes de flux de couleur, ou simplement des cordes. Elles ont en moyenne une densité d'énergie par unité de longueur constante, de l'ordre de  $\sim 1\text{GeV} / \text{fm}$ . Au fur et à mesure que les partons se séparent, l'énergie de la corde, qui ne différencie pas entre quark et antiquark [?], augmente jusqu'à arriver à une énergie suffisante pour créer une paire de  $q\bar{q}$  cassant ainsi la corde. Cette cassure est faite de façon à ce que la conservation de l'énergie-impulsion soit respectée [?].

- **Fragmentation en amas :**

Le premier modèle de fragmentation en amas a été développé par [?]. Le modèle de fragmentation en amas (cf. Fig. 3.5) est utilisé dans le générateur Monte-Carlo HERWIG qui est utilisé de manière alternative dans ATLAS pour simuler les douches partoniques. Dans ce modèle, les partons présents à la fin de la gerbe de partons forment des petits amas qui se scindent en des paires de  $q\bar{q}$  sans couleur. Selon la

masse de l'amas, il va se décomposer en deux amas plus légers si l'initial est lourd, en un hadron unique si sa masse est petite, sinon en deux hadrons. Tout cela se fait dans des conditions de conservation d'énergie et d'impulsion.

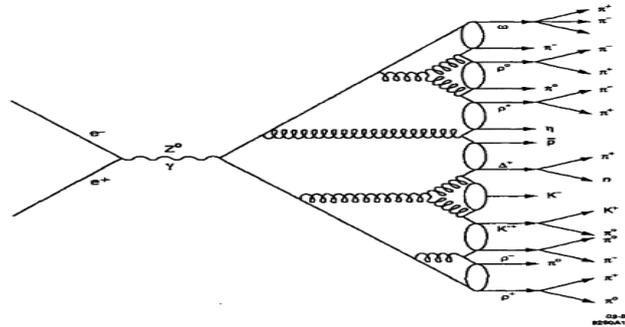


FIGURE 3.5 – Schéma représentatif de la fragmentation selon le modèle des amas.

En pratique, c'est la comparaison des mesures de masse du quark top obtenues à partir de lots d'événements utilisant soit PYTHIA soit HERWIG pour simuler les douches partoniques, qui permet d'estimer l'incertitude systématique correspondante. Dans la suite, nous allons construire d'autres observables, sensibles à la fragmentation du quark b, et comparer les distributions obtenues sur les données et par ces différentes simulations. La fragmentation dans les collisions de hadrons doit être paramétrée par rapport à la sortie d'un algorithme de reconstruction de jet. Par convention, l'impulsion transverse  $p_t$  du jet contenant le hadron de saveur lourde est utilisée pour approximer la valeur de  $p_T$  du parton de saveur lourde. La fonction de fragmentation résultante [?] est définie comme étant :

$$f(z) = \frac{\vec{p}_{hadron} \cdot \vec{p}_{jet}}{p_{jet}^2} \quad (3.2)$$

Dans notre cas, on effectue une reconstruction partielle du hadron à travers le méson produit, un  $D^0$  ou un  $D^+$ . L'observable sensible à la fonction de fragmentation (cf. Eq. 3.2), est la fraction d'impulsion prise par le méson par rapport à son jet. Ce travail a été effectué avec les données à 8 TeV par l'expérience ATLAS avec des événements leptons + jets candidats pour le méson  $D^0$  [?] et par CMS pour des mésons  $D^0$  [?] (cf. Fig 3.6). On voit que ces mésons prennent une fraction importante, environ 40% de l'impulsion de leurs jets. Les données sont raisonnablement décrites par les simulations. Dans le cas de CMS, plusieurs lots d'événements simulés avec différentes fonctions de fragmentation ont été testés. La statistique disponible n'a pas permis d'obtenir de contraintes significatives.

### 3.2.2 Sélection et reconstruction des événements

Les critères de sélection sont faits pour sélectionner des événements dans le canal semileptonique. Ils sont caractérisés par la présence d'un seul lepton isolé de haute impulsion transverse ( $p_t$ ) et quatre jets dont deux jets de b. Un déclenchement adapté, basé sur la recherche d'un lepton isolé de haut  $p_t$  est utilisé. Précisément, les critères de sélection seront un lepton (électron ou muon) et au moins 4 jets avec  $p_t > 25\text{GeV}$  et  $|\eta| < 2,5$ <sup>1</sup>. Dans ces événements on va chercher en plus la présence d'un méson ( $D^0$  ou  $D^+$ ) dans l'un des jets issus de la fragmentation d'un quark b.

1.  $\eta = -\ln \tan \theta/2$  est la pseudo-rapacité utilisé par ATLAS

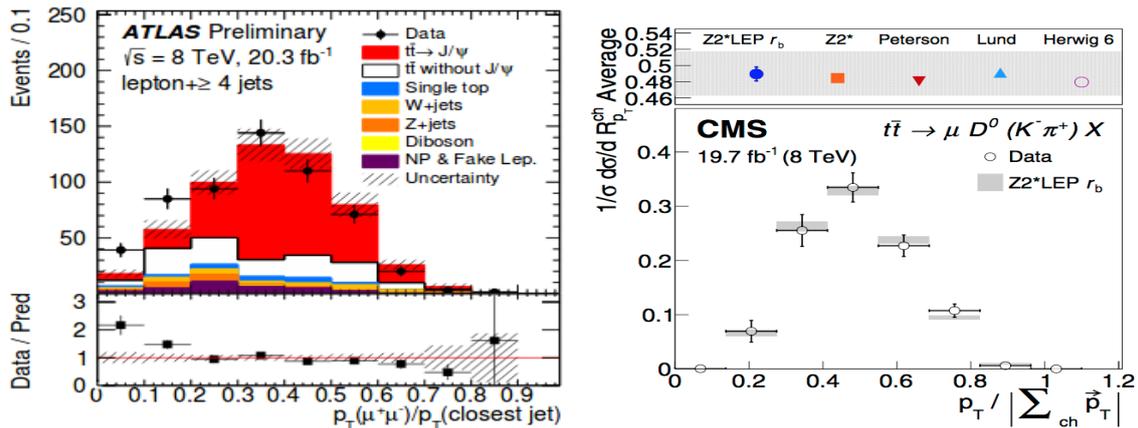


FIGURE 3.6 – Fraction d’impulsion du méson par rapport à celle de son jet dans des événements contenant un  $t\bar{t}$  dans ATLAS [?] (à gauche) et dans CMS [?] (à droite)

Pour la recherche du méson  $D^0$ , on sélectionne deux muons additionnels de bas  $p_t$  ( $p_t > 4 \text{ GeV}$ ), de charges opposées, formant un système d’une masse invariante  $2,9 \text{ GeV} < m(\mu^+\mu^-) < 3,3 \text{ GeV}$ . Des contraintes supplémentaires seront appliquées pour limiter le bruit de fond combinatoire. Pour la recherche du méson  $K^0$ , on sélectionne tout d’abord un muon comme signature du hadron  $K^0$ , de bas  $p_t$ , localisé dans un jet. Dans ce même jet, on sélectionne les traces de particules chargées ayant les plus grand  $p_t$  et forme les combinaisons possibles pour former un  $K^0 \rightarrow \mu^+ \pi^-$ , ayant une masse invariante reconstruite comprise entre  $1.7 \text{ GeV}$  et  $2 \text{ GeV}$ . On attribue la première à la masse du kaon et la masse du pion à la seconde, et vice versa. La reconstruction la plus complète, dans la mesure où les neutrinos ne sont pas détectables, d’une des désintégrations semi-leptonique du  $B^\pm$  est donc possible grâce à  $B^\pm \rightarrow \mu^\pm D^0 (K^-\pi^+) X$ .

Nous aurons ainsi sélectionné deux lots d’événements contenant des mésons  $D^0$  et  $K^0$  issus de la fragmentation d’un quark  $b$ . Nous pourrons alors reconstruire des variables sensibles à la fonction de fragmentation, comme le rapport entre l’impulsion du méson et l’impulsion du jet de  $b$  le contenant. Différents lots d’événements simulés, utilisant différents modèles de fragmentation pourront alors être utilisés et comparés. Ce type d’études n’a été jusqu’ici effectué qu’avec les données du Run 1 et étaient limitées par le nombre d’événements disponibles. Avec le lot du Run 2 actuellement disponible, c’est presque six fois plus d’événements qui pourront être utilisés.

2. La masse du charmonium est égale à  $3096,916 \pm 0,011 \text{ MeV}$  et celle du méson charmé est de  $1869,61 \pm 0,10 \text{ MeV}$  [?] (cf. Fig. 3.3)

Pour conclure, les mesures de précision de la masse du quark top permettent de vérifier la cohérence du modèle standard. Les mesures actuelles d'ATLAS donnent une masse de  $m_t = 172,84 \pm 0,34$  (stat.)  $\pm 0,61$  (syst.) GeV. Cette mesure n'est plus limitée par la statistique, mais par l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets légers et des jets de b, et par des incertitudes théoriques dont la fragmentation du quark b.

Pour le Run-2, des méthodes alternatives sont envisagées, dont une mesure basée sur des mésons  $\rightarrow$  issus de la fragmentation d'un quark b. Cette mesure ne sera pas sensible à l'échelle d'énergie des jets, mais très sensible à la fragmentation des quarks b. Celle-ci pourra être étudiée directement dans des événements en recherchant des mésons ou dans l'état final. Cette analyse peut être commencée avec les données déjà enregistrées entre 2015 et 2016. Elle pourrait être poursuivie avec l'ensemble des données du Run-2, soit avec trois fois plus de données. Des contraintes obtenues à partir du lot d'événements pourraient alors être utilisées pour réduire l'incertitude sur la mesure de la masse du quark top mesurée avec des événements avec un  $\rightarrow$  dans l'état final.

Ce stage va me permettre de m'initier à la physique de hautes précisions dans le domaine de la physique des particules. Cette discipline m'intéresse vu l'impact qu'elle a dans la confirmation du Modèle Standard et dans la recherche de nouvelle physique. La participation dans l'analyse de données d'expérience de grande envergure qui permet d'améliorer notre compréhension de la physique est à mes yeux une source de motivation qui m'a poussé à choisir l'expérience ATLAS.