

Recherche de matière noire avec le détecteur ATLAS : de la supersymétrie à la production directe

Marie-Helene Genest

► To cite this version:

Marie-Helene Genest. Recherche de matière noire avec le détecteur ATLAS : de la supersymétrie à la production directe. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Grenoble Alpes, 2020. tel-02896134

HAL Id: tel-02896134

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02896134>

Submitted on 10 Jul 2020

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

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

Mémoire

présenté pour obtenir le diplôme d'

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité : **Physique**

Présenté par

Marie-Hélène Genest

Docteur de l'Université de Montréal
Chercheur CNRS

préparé au **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie**
École Doctorale de Physique

Recherche de matière noire avec le détecteur ATLAS : de la supersymétrie à la production directe

HDR soutenue publiquement le 26 juin 2020 ,
devant le jury composé de :

Corinne Augier

Professeure, Examineur

Caroline Collard

Directrice de recherche, Rapporteur

Benjamin Fuks

Professeur, Rapporteur

Christophe Furget

Professeur, Examineur

Steve Muanza

Directeur de recherche, Rapporteur



TABLE DES MATIÈRES

| | | |
|-------|--|----|
| 1 | INTRODUCTION | 5 |
| 2 | LE PROBLÈME DE LA MATIÈRE NOIRE | 7 |
| 2.1 | Les preuves | 7 |
| 2.2 | Quelques caractéristiques | 8 |
| 2.3 | Une solution possible : la supersymétrie | 9 |
| 2.3.1 | La supersymétrie | 9 |
| 2.3.2 | Contenu en particules | 10 |
| 2.3.3 | Brisure de la supersymétrie | 10 |
| 2.3.4 | Pourquoi la supersymétrie ? | 11 |
| 2.4 | Comment chercher la matière noire : stratégie au LHC | 12 |
| 3 | L'EXPÉRIENCE ATLAS AU LHC | 13 |
| 3.1 | Le détecteur ATLAS | 13 |
| 3.2 | La reconstruction des particules | 14 |
| 3.3 | La prise de données | 15 |
| 4 | LA RECHERCHE DE SUPERSYMÉTRIE AU RUN-1 | 17 |
| 4.1 | En attendant les données | 17 |
| 4.1.1 | Squarks et gluinos : signature attendue | 17 |
| 4.1.2 | L'analyse 1-lepton | 19 |
| 4.2 | Les premières données | 25 |
| 4.2.1 | Un premier regard pour l'analyse 1-lepton | 25 |
| 4.2.2 | Les premières limites | 27 |
| 4.2.3 | Combinaison avec le canal 0-lepton | 30 |
| 4.3 | Le développement de l'analyse | 32 |
| 4.3.1 | Analyse de l'ensemble des données à 7 TeV | 32 |
| 4.4 | Fin du Run-1 | 37 |
| 4.4.1 | Analyse des données à 8 TeV | 37 |
| 4.5 | Statut de la recherche de supersymétrie à la fin du Run-1 | 38 |
| 5 | LA RECHERCHE DE MATIÈRE NOIRE AVEC L'ANALYSE MONO-PHOTON | 41 |
| 5.1 | L'analyse mono-photon à 8 TeV | 41 |
| 5.1.1 | Bruits de fond : sources et estimation | 42 |
| 5.1.2 | Interprétation | 45 |
| 5.2 | L'analyse mono-photon à 13 TeV | 47 |
| 5.2.1 | Analyse des 3.2 fb^{-1} de données accumulées en 2015 | 47 |
| 5.2.2 | Analyse des 36.1 fb^{-1} de données accumulées jusqu'à la fin 2016 | 50 |
| 6 | COUVERTURE DES MODÈLES SIMPLIFIÉS | 53 |
| 7 | PROSPECTIVES | 59 |
| 7.1 | Modèles alternatifs de matière noire | 60 |
| 7.2 | QCD sombre - signatures attendues et analyses à développer | 61 |
| 7.3 | Collaborations et travail envisagés | 63 |
| 8 | CONCLUSIONS | 67 |
| | Références | 68 |
| A | ENSEIGNEMENT ET SUPERVISION D'ÉTUDIANTS | 75 |

Table des matières

| | | |
|-------|---|----|
| A.1 | Enseignement | 75 |
| A.2 | Encadrement | 75 |
| A.2.1 | Au LPSC | 75 |
| A.2.2 | À la LMU | 76 |
| A.3 | Membre de jurys | 77 |
| B | AUTRES RESPONSABILITÉS | 79 |
| B.1 | Dans la collaboration ATLAS | 79 |
| B.2 | Autres responsabilités | 79 |
| B.3 | Organisation de workshops et de conférences | 80 |

INTRODUCTION

Malgré le succès fulgurant du Modèle Standard, couronné par la découverte en 2012 du boson de Higgs par les expériences ATLAS et CMS au grand collisionneur de hadrons, le LHC, il existe de nombreuses raisons de croire qu'il ne peut être une théorie complète de la physique des particules. Non seulement pour des considérations théoriques, comme par exemple le problème de hiérarchie sur lequel je reviendrai brièvement plus loin, mais également parce que le Modèle Standard ne permet d'expliquer qu'environ 15% du contenu en masse de l'univers, le reste étant de la matière dite noire qui pourrait être formée de particules encore à découvrir.

L'intérêt particulier que je porte au problème de la matière noire n'est pas récent. Déjà, mon doctorat à l'université de Montréal portait en grande partie sur une expérience, PICASSO, qui cherchait à en faire la détection grâce à des gouttelettes de fluorocarbure surchauffées. L'autre partie de mon doctorat, dans l'expérience ATLAS, était de nature plus phénoménologique - l'expérience étant alors encore en construction. J'y étudiais la possibilité qu'aurait l'expérience ATLAS de détecter la production éventuelle de particules supersymétriques dans les collisions de protons au LHC, la supersymétrie étant une théorie au-delà du Modèle Standard dont certaines variantes permettraient d'expliquer la matière noire.

À l'été 2007, tout de suite après la thèse, j'ai eu la chance de pouvoir continuer en postdoctorat à la Ludwig-Maximilians-Universität de Munich. Là, je me suis concentrée entièrement sur la recherche de supersymétrie avec l'expérience ATLAS, préparant l'analyse avant le démarrage du LHC, puis participant aux analyses du Run-1 avec des collisions proton-proton à une énergie de 7 TeV, notamment en dirigeant le sous-groupe de supersymétrie d'ATLAS s'occupant des signatures avec une grande énergie transverse manquante (2010-2011).

À la fin de 2011, j'ai rejoint le groupe ATLAS du LPSC de Grenoble en tant que chargée de recherche au CNRS. Participant toujours à la recherche de la supersymétrie dans les données à 8 TeV, j'ai également commencé à travailler à la recherche de production directe de candidats à la matière noire en association avec un photon dans le groupe exotique d'ATLAS. Durant le long arrêt technique entre le Run-1 et le Run-2, je me suis en outre consacrée à coordonner la validation physique des logiciels de simulation et de reconstruction d'ATLAS. Depuis le début du Run-2 en 2015 avec des collisions à 13 TeV, mon travail d'analyse porte entièrement sur la recherche au sein du groupe exotique, que j'ai eu la chance de diriger pendant deux ans, en 2017-2019, après avoir été en charge du sous-groupe 'Jets and Dark Matter' pendant un an (2015-2016). De retour à un travail au plus près de l'analyse depuis octobre 2019, je prévois me consacrer à la recherche de modèles basés sur un secteur de QCD sombre, impliquant des signatures contenant des jets aux propriétés particulières.

Le présent document portera sur le travail que j'ai effectué depuis l'obtention de mon doctorat. Après le Chapitre 2 dédié au problème de la matière noire dans lequel la supersymétrie et la stratégie de recherche au LHC seront évoquées, le détecteur

ATLAS au LHC sera brièvement présenté au Chapitre 3. Le travail de recherche de supersymétrie que j'ai effectué sur les données du Run-1 du LHC sera discuté au Chapitre 4, passant de la préparation des analyses avant la prise de données à l'analyse de l'ensemble des données recueillies à 8 TeV. Le Chapitre 5 présentera le travail effectué après la transition vers la recherche de production de matière noire dans le canal mono-photon au Run-1 et au Run-2. Dans le Chapitre 6, la complémentarité des différents canaux de recherche sera montrée pour des modèles simplifiés de matière noire. Finalement, les perspectives de travail dans le cadre de la QCD sombre seront présentées au Chapitre 7, avant de conclure ce manuscrit au Chapitre 8.

LE PROBLÈME DE LA MATIÈRE NOIRE

2.1 LES PREUVES

La première observation de la présence de matière noire dans l'univers remonte à l'observation, par Fritz Zwicky, en 1933[1], que le mouvement des galaxies à l'intérieur de l'amas du Coma est incompatible avec la prédiction de leur vitesse par simple calcul du potentiel gravitationnel lié à la matière visible dans celui-ci. Sa conclusion, surprenante, était que l'amas devait contenir une grande partie de matière invisible, noire, dont la masse devait être de quelques centaines de fois celle de la matière visible de l'amas. À l'époque, on n'avait pas encore connaissance du contenu en gaz chaud de ces amas, qui a été révélé par les mesures en rayonnement X depuis. Toutefois, les mesures modernes faites sur divers amas de galaxies typiques mènent à la même conclusion : une fraction significative de leur masse serait sous forme de matière noire [2].

Dans les années 1970, grâce au travail de Vera Rubin[3], l'étude des courbes de rotation de galaxies vient apporter une deuxième indication que de la matière non-visible doit exister en grande quantité dans l'univers. En effet, la vitesse à laquelle les différentes composantes galactiques visibles tournent autour du centre galactique en fonction de leur distance r à celui-ci devrait démontrer une dépendance en $1/\sqrt{r}$ à grandes valeurs de r , mais les mesures montrent que cette vitesse atteint plutôt un plateau à grande distance. Ce phénomène peut être expliqué si l'on postule l'existence d'un grand halo de matière noire qui engloberait les galaxies, s'étendant bien au-delà de leur disque visible. Un exercice similaire fait pour la Voie Lactée nous indique que la quantité de matière noire locale serait d'environ 0.3 GeV/cm^3 [4].

Au vu de ces résultats, Modehai Milgrom fait l'hypothèse, en 1983 [5], que la solution se trouverait non pas dans la présence de matière noire, mais plutôt dans une description modifiée de la gravitation newtonienne pour les accélérations très faibles qui ne deviendrait de ce fait perceptible qu'à de très grandes échelles. Mais cette approche reste somme toute marginale en raison de difficultés théoriques (ajouts nécessaires à la relativité générale pour retrouver la limite non-relativiste modifiée), mais également de difficultés à décrire certaines observations, comme la distribution des masses dans l'amas *de la Balle* [6]¹ ou encore les anisotropies du rayonnement de fond cosmologique (CMB)[8] décrites ci-après.

L'amas de la Balle est un amas formé de la collision de deux amas de galaxies. La distribution en masse de l'amas a été mesurée en 2006 par les distorsions causées par celle-ci sur les images de galaxies plus lointaines par effet de lentille gravitationnelle. La masse visible de l'amas est dominée par du gaz chaud - la distribution en masse de cette composante a été mesurée grâce au rayonnement X émis par ce gaz. Une

1. Les défenseurs de la théorie disent toutefois que cette difficulté n'est peut-être pas nécessairement insurmontable dans la Référence [7]

comparaison des deux distributions montre clairement que la masse de l'amas ne coïncide pas avec celle du gaz. La séparation spatiale de la masse de matière noire et de gaz chaud peut être comprise ainsi : lorsque les amas se sont croisés, la grande quantité de matière noire contenue dans ceux-ci n'a que très peu interagi, alors que le gaz a été ralenti par les interactions. Depuis, des phénomènes similaires ont été vus dans de nombreux autres amas d'origine fusionnelle [2] comme l'amas *Baby bullet* ou encore l'amas *Pandora*.

Enfin, la mesure de l'anisotropie en température du CMB nous fournit également une preuve de l'existence de la matière noire. Environ 380 000 ans après le Big Bang, l'univers se refroidit sous la température à laquelle le plasma peut être maintenu : les électrons et les protons se combinent et l'univers devient transparent à la radiation, produisant le CMB. Si le profil en énergie des photons observés suit de façon presque parfaite celui d'un rayonnement de corps noir à 2.725 K, certaines anisotropies de l'ordre de 10^{-5} subsistent, les photons plus ou moins énergétiques provenant de régions où il y avait une sous- ou une surdensité dans le plasma à l'époque de la recombinaison, respectivement. Une carte de ces anisotropies et sa décomposition en moments multipolaires permet d'avoir une photo des oscillations acoustiques qui avaient lieu autour des régions de surdensité, oscillations qui étaient entretenues par l'attraction gravitationnelle d'une part et la pression de radiation d'autre part. La position et la hauteur relative des différents pics observés dans ce spectre en fonction de l'échelle angulaire permet d'obtenir de l'information sur la géométrie de l'univers et sa composition. Selon les résultats que l'expérience Planck a rendu publics en 2015[9], le bilan en masse de l'univers serait d'environ 15% de matière ordinaire et de 85% de matière noire.

2.2 QUELQUES CARACTÉRISTIQUES

Outre la quantité de matière noire présente dans l'univers aujourd'hui, appelée densité relique, d'autres caractéristiques de la matière noire sont également connues. La matière noire devrait [10] :

- être stable ou avoir un très long temps de vie : créée au début de l'univers, elle devrait avoir survécu jusqu'à aujourd'hui ;
- être neutre : électriquement chargée, elle interagirait trop fréquemment avec les photons dans le plasma primordial, ou encore émettrait trop de rayonnement aujourd'hui.
- non baryonique : la densité baryonique de l'univers est un élément clé de la nucléosynthèse primordiale qui prédit les densités de noyaux légers ; les diverses mesures des éléments légers contraignent fortement la densité baryonique [11] à une valeur compatible avec les résultats provenant des anisotropies du CMB et incompatible avec la densité requise de matière noire ;
- froide, c'est-à-dire non-relativiste au début de l'univers, afin de permettre la formation des larges structures à une époque et avec une granularité compatibles avec les observations.

Aucune particule du Modèle Standard (MS) ne répondant à ces critères, toutes ces caractéristiques impliquent la présence de physique au-delà de celui-ci si la matière noire est formée de particules.

En faisant l'hypothèse que les particules de matière noire auraient été produites à l'équilibre avec les particules du Modèle Standard au début de l'univers, l'expansion et le refroidissement de ce dernier aurait éventuellement rompu cet équilibre :

les particules du MS n'auraient plus eu l'énergie suffisante pour créer de nouvelles particules de matière noire. Les particules reliques de matière noire, trop diluées dans l'univers en expansion, auraient à toute fin pratique cessé de s'annihiler entre elles et leur densité aurait donc été *gelée* à ce moment, à la valeur relique. La détermination de ce moment, et donc de la densité relique, dépend de la section efficace d'interaction et de la masse des particules. Une observation intrigante est qu'une particule avec une masse de l'ordre de l'échelle électrofaible qui n'interagirait que faiblement, appelée WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*) aurait la bonne densité relique : cette coïncidence est habituellement appelée *miracle des WIMPs*.

2.3 UNE SOLUTION POSSIBLE : LA SUPERSYMMÉTRIE

Le lecteur intéressé par une introduction plus complète à la supersymétrie pourra se tourner vers l'excellent texte de S. Martin [12].

2.3.1 La supersymétrie

La notion de symétrie en physique est un concept puissant relié, via le théorème de Noether, aux lois de conservations. L'invariance relativiste par exemple peut être exprimée comme l'invariance sous les translations dans l'espace-temps, les rotations dans l'espace et les boosts, l'ensemble de ces transformations correspondant au groupe de Poincaré. En physique des particules, il existe également des symétries dites internes (des symétries dans des espaces abstraits) qui relient des types similaires de particules entre elles. Par exemple, l'interaction faible est invariante sous rotation dans l'espace de l'isospin faible ; une telle rotation transformerait par exemple un électron dans son neutrino associé. En 1967, Coleman et Mandula [13] démontrent que les seules quantités conservées possibles, si on veut éviter de surcontraindre et donc trivialisier la matrice S des diffusions possibles, sont celles déjà connues, c'est-à-dire celles découlant du groupe de Poincaré (le tenseur d'énergie-impulsion P_μ et les générateurs des transformations de Lorentz $J_{\mu\nu}$) et celles étant des nombres quantiques scalaires (charge électrique, nombre leptonique, etc) qui commutent avec P_μ et $J_{\mu\nu}$; il n'y a donc apparemment pas moyen d'introduire une extension au groupe de Poincaré.

Il y a toutefois une hypothèse dans le théorème de Coleman et Mandula : il suppose que les nouvelles charges auraient des spins entiers. Si l'on considère une charge spinorielle Q , reliée à P_μ par :

$$\{Q_a, \bar{Q}_b\} = -2\gamma_{ab}^\mu P_\mu$$

et

$$[P_\mu, Q_a] = 0,$$

on échappe à la contrainte du théorème : c'est la seule extension possible du groupe de Poincaré. Il est donc possible d'introduire une nouvelle symétrie, la supersymétrie [14, 15, 16, 17, 18, 19] (ou SUSY), qui relie les bosons aux fermions à travers l'opérateur Q :

$$Q|fermion\rangle = |boson\rangle$$

$$Q|boson\rangle = |fermion\rangle$$

2.3.2 Contenu en particules

Comme Q commute avec P^2 et avec les générateurs des transformations de jauge, chaque particule et son partenaire supersymétrique (ou spartenaire) doivent avoir la même masse et les mêmes charges (électrique, isospin faible, degrés de liberté de couleurs...). En d'autres mots, les particules spartenaires ont les mêmes interactions. Comme il est impossible de jumeler les particules connues entre elles de cette façon, la version la plus simple de la supersymétrie (aussi appelée modèle standard supersymétrique minimal, ou MSSM[20, 21]) associe donc chaque particule du Modèle Standard à une nouvelle particule supersymétrique, ou sparticule. Les nouveaux bosons, partenaires des fermions connus, sont appelés sfermions (e.g. les squarks), et les nouveaux fermions, partenaires des bosons connus, les jauginos (e.g. le gluino) ou higgsinos.

Une complexité supplémentaire vient du fait qu'il n'est pas possible de donner la masse aux particules en supersymétrie avec un seul doublet de Higgs : pour éviter les anomalies et avoir un lagrangien supersymétrique, on doit avoir deux doublets de Higgs, donc cinq bosons de Higgs physiques après la brisure électrofaible : deux Higgs neutres, h et H (dont le plus léger, h , se comporte de façon similaire au boson de Higgs du MS), deux Higgs chargés H^\pm et un pseudoscalaire neutre (A). Il est intéressant de noter que la supersymétrie prédit un Higgs h léger. Au premier ordre, $0 \leq m_h \leq m_Z |\cos 2\beta|$, où $\tan \beta$ est le ratio entre les valeurs du vide des deux doublets de Higgs. En d'autres mots, h serait plus léger que le boson Z ! À ce terme s'ajoutent des corrections radiatives qui dépendent principalement de la masse du squark top, pouvant pousser la masse à de plus grandes valeurs. Si l'on avait découvert un boson de Higgs très massif, à quelques centaines de GeV par exemple, cela aurait été une observation difficile à réconcilier avec cette théorie.

Les sparticules ayant les mêmes charges et spin peuvent se mélanger. Les spartenaires des bosons de jauge et des Higgs (les jauginos et higgsinos) forment donc des états mixtes, des états neutres appelés neutralinos ($\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$) et des états chargés appelés charginos ($\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$), les indices allant de l'état le plus léger à l'état le plus lourd.

Finalement, on peut introduire une nouvelle parité R comme[22] :

$$R = (-1)^{L+3B+2J}$$

où L est le nombre leptonique, B est le nombre baryonique et J le spin. Cette parité vaut +1 pour les particules du MS et -1 pour les spartenaires. La parité R peut être violée par l'addition de termes violant la conservation de L ou B dans le lagrangien supersymétrique. Bien que de tels termes soient possibles, il existe des contraintes expérimentales fortes sur certains termes ou combinaisons de termes liées par exemple à la stabilité du proton. On supposera ici et pour le reste du document que la parité R est conservée.

2.3.3 Brisure de la supersymétrie

Comme mentionné précédemment, la SUSY prédit des spartenaires de même masse que leur contrepartie du Modèle Standard. Il appert donc évident, par le manque d'observation des sélectrons ou smuons par exemple, que la supersymétrie ne peut être exacte et doit donc par conséquent, si elle existe, être brisée pour permettre l'introduction de termes dans le lagrangien pouvant donner des masses différentes aux spartenaires.

Cette brisure relèverait d'une théorie encore plus fondamentale... mais laquelle ? Plusieurs options sont alors possibles pour construire les modèles.

On peut :

- introduire les termes possibles de façon *ad hoc*
- se concentrer sur certains scénarii de brisure : médiée par la gravité comme dans la SUGRA[23, 24] ou encore par des bosons de jauge messagers comme dans le GMSB[25, 26, 27]...
- faire des hypothèses sur l'unification de certains paramètres à très haute énergie (cMSSM[28, 29, 30]) ;
- faire des hypothèses phénoménologiques, comme dans le pMSSM[31, 32]

La première option a le bénéfice d'être générique, mais elle introduit tant de paramètres libres (105 !) qu'elle n'est à toute fin pratique jamais utilisée pour guider les recherches ou en présenter les résultats. Les autres options sont habituellement suivies : elles permettent de réduire le nombre de paramètres libres, mais de ce fait ces approches ont évidemment une portée plus limitée.

2.3.4 Pourquoi la supersymétrie ?

Outre l'élégance théorique de la supersymétrie, il existe de nombreuses raisons, dont certaines sont présentées ici, qui ont fait de cette théorie une sorte de graal de la recherche de physique au-delà du MS dans les dernières décennies.

Tout d'abord, la supersymétrie permet de stabiliser la masse du seul scalaire dans le MS, le boson de Higgs, qui n'est protégée par aucune symétrie. Cette masse est de ce fait sensible à des corrections radiatives $|\delta m_H^2| \approx \Lambda^2$, où Λ est l'échelle à laquelle la nouvelle physique au-delà du MS entre en jeu, soit l'échelle de Planck dans le MS. Le grand 'désert' entre l'échelle électrofaible et Λ dans le MS entraîne donc la nécessité d'un ajustement extrêmement fin de la masse nue du Higgs afin d'annuler ces corrections presque exactement pour obtenir la masse observée de 125 GeV ; une telle correction peut être faite mais semble artificielle - sans l'intervention d'un mécanisme particulier, pourquoi la masse nue du Higgs serait-elle aussi précisément similaire à ses corrections radiatives ? La supersymétrie permet de contrôler les corrections radiatives à la masse des particules scalaires en introduisant des boucles supplémentaires[33, 34]. Dans une supersymétrie exacte, cela entraîne l'annulation des corrections à tous les ordres : $\delta m_H^2 \approx [(\Lambda^2 + m_{boson}^2) - (\Lambda^2 + m_{fermion}^2)] = 0$. La supersymétrie étant brisée, l'annulation ne sera pas exacte, mais le problème d'ajustement fin peut être évité si $|m_{boson}^2 - m_{fermion}^2|^{1/2} < \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$. Si la supersymétrie existe et règle ce problème, on s'attend donc à voir des spartenaires avec des masses de l'ordre du TeV, ce qui est exactement ce que le LHC peut explorer !²

La supersymétrie à l'échelle du TeV permet également d'obtenir une unification des constantes de couplage vers 10^{16} GeV en raison de l'ajout des nouvelles particules dans le calcul de leur évolution en fonction de l'énergie[35, 36, 37, 38]. Cette unification, qui ne se produit pas dans le MS, peut être fortuite, mais pourrait également indiquer la possibilité d'une théorie de grande unification (GUT).

Finalement, si la parité R est conservée, les particules produites par des interactions entre particules du MS sont toujours produites en paires et leur désintégration se termine toujours par l'émission de la particule la plus légère (LSP), qui est stable.

2. Il est à noter que tous les spartenaires n'ont pas la même importance dans ces corrections radiatives. Les particules qui devraient être assez légères pour régler ce problème sont les Higgsino, les squarks top et les gluinos, en ordre décroissant d'importance.

Ce dernier point est particulièrement intéressant ici car dans de nombreux modèles supersymétriques, la LSP est le neutralino le plus léger ; étant massif, neutre, stable et n'interagissant que faiblement, le $\tilde{\chi}_1^0$ semble un excellent candidat pour expliquer la matière noire de l'univers[39, 40].

2.4 COMMENT CHERCHER LA MATIÈRE NOIRE : STRATÉGIE AU LHC

Il existe diverses méthodes dans la chasse aux WIMPs, candidats à la matière noire. On peut construire des expériences à bas bruit de fond et tenter de mesurer les rares interactions des WIMPs avec la matière ordinaire, sachant qu'un vent de WIMPs devrait balayer la Terre en raison du mouvement de notre système solaire à l'intérieur du halo galactique : c'est le principe des expériences de détection directe. On peut également regarder les objets massifs au centre desquels les WIMPs devraient s'accumuler, comme le centre galactique, à la recherche d'un signal qui proviendrait de l'annihilation de paires de WIMPs : c'est le but des expériences de détection indirecte. On peut finalement tenter de créer en laboratoire des candidats à la matière noire dans des collisions de particules, comme dans les collisions proton-proton de grande énergie : c'est la voie explorée ici.

Quelle stratégie adopter ? Le début de mon post-doctorat en 2007 à la LMU coïncide avec une époque de grande frénésie dans le monde de la physique des particules. Le Tevatron est toujours en fonction, mais le démarrage du grand collisionneur de hadrons, le LHC[41], un collisionneur de 27 kilomètres de circonférence situé près de Genève, est annoncé pour 2008 : une nouvelle frontière en terme d'énergie des collisions sera alors franchie. Dans le contexte des collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse encore inégalée, une découverte rapide de particules interagissant fortement à des masses légèrement supérieures à celles accessibles par les précédents collisionneurs est une réelle possibilité. Il est donc intéressant, avec les toutes premières données, de rechercher non pas directement la matière noire, mais plutôt la manifestation possible de particules interagissant fortement qui pourraient y être associées, comme par exemple la recherche de la supersymétrie à travers la production forte de squarks ou de gluinos. Si une découverte dans ces canaux était faite, on pourrait alors, dans un deuxième temps et avec plus de données, procéder à des études plus poussées des propriétés de ces particules et rechercher les autres sparticules dans des états finaux un peu moins accessibles, comme par exemple la production des sparticules électrofaibles. Toutes ces informations nous permettraient, le cas échéant, de mieux cerner les paramètres du modèle supersymétrique en jeu, ce qui aurait un impact sur notre connaissance des possibles propriétés de la LSP candidat à la matière noire.

C'est donc la recherche de squarks et de gluinos qui a été au coeur de mon travail d'analyse des premières données (Run-1) du LHC, tel qu'il sera décrit dans le Chapitre 4.

Avec plus de données et en l'absence d'indice nous signifiant l'existence de particules supersymétriques, il devient également intéressant de procéder à la recherche de candidats de matière noire qui pourraient être produits directement dans les collisions proton-proton.

C'est donc le sujet sur lequel j'ai commencé à travailler peu après avoir rejoint le LPSC de Grenoble. Ce travail et le modèle simplifié de matière noire sous-jacent seront décrits aux Chapitres 5 et 6.

L'EXPÉRIENCE ATLAS AU LHC

3.1 LE DÉTECTEUR ATLAS

Le détecteur ATLAS[42] est l'un des quatre détecteurs de particules principaux du LHC, avec CMS, LHCb et ALICE. ATLAS est un détecteur généraliste permettant d'étudier le Modèle Standard et de chercher de la physique au-delà de celui-ci. Comme montré dans la Figure 1, il est construit autour de l'axe des faisceaux selon une géométrie cylindrique multi-couches qui est symétrique avant/arrière par rapport au point d'interaction (PI) des protons situé en son centre ; il a une très bonne herméticité, couvrant un angle solide de près de 4π autour du PI. Cette bonne herméticité est importante pour bien mesurer l'impulsion transverse provenant des particules échappant à la détection, dont il sera question plus loin.

Le système de coordonnées d'ATLAS a son origine au PI nominal et l'axe des z est aligné sur l'axe des faisceaux. L'axe des x pointe vers le centre de l'anneau du LHC, tandis que l'axe des y pointe vers le haut. Dans le plan transverse, les coordonnées cylindriques (r, ϕ) sont utilisées, où ϕ est l'angle azimutal autour du faisceau. La pseudorapidité est définie en fonction de l'angle polaire θ : $\eta = -\ln [\tan(\theta/2)]$. Les distances angulaires sont mesurées en $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

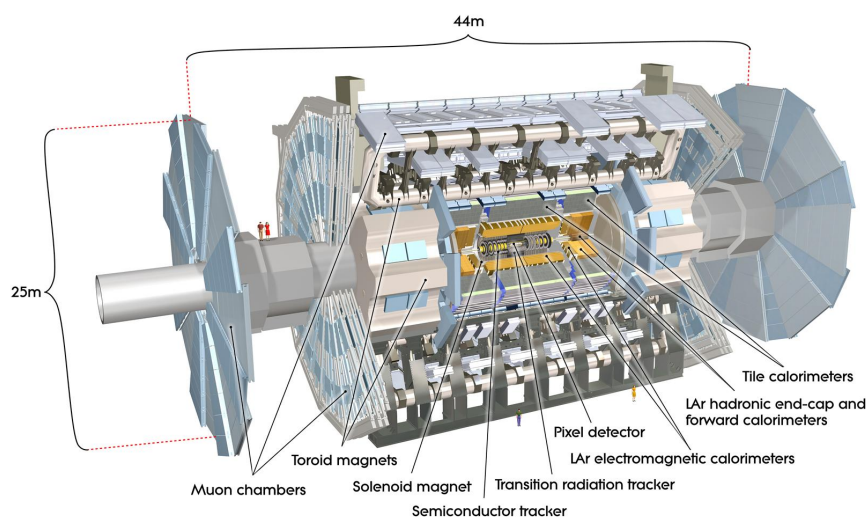


FIGURE 1. – Vue du détecteur ATLAS et de ses sous-détecteurs.

Issues des collisions au PI, les particules peuvent traverser, dans l'ordre, le trajectographe, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et le spectromètre à muons.

Le trajectographe (aussi appelé détecteur interne), dans la partie centrale $|\eta| < 2.5$, est dédié à la mesure des traces laissées par les particules chargées qui sont courbées dans un champ magnétique de 2T généré par un solénoïde supra-conducteur. Le trajectographe est lui-même composé d'un détecteur à pixels en silicium (incluant depuis le début du Run-2, voir la Table 1, une nouvelle couche appelée *B-layer*[43] au plus près du faisceau), d'un détecteur à micro-pistes de silicium et finalement, pour $|\eta| < 2.0$, d'un détecteur à rayonnement de transition. Ce dernier, composé de pailles remplies d'un mélange gazeux contenant du xénon, permet de mieux séparer les électrons, de par leur rayonnement de transition, des pions.

Le calorimètre électromagnétique permet principalement d'identifier et de mesurer les photons et les électrons. C'est un calorimètre à échantillonnage alternant le plomb et l'argon liquide (LAr), qui couvre la région $|\eta| < 3.2$. Dans la région $|\eta| < 1.8$, il est complété par un pré-échantillonneur basé sur le LAr; situé en amont, il permet de corriger la mesure pour les pertes d'énergie dans la matière inactive avant l'entrée dans le calorimètre. Le calorimètre lui-même est séparé en trois couches selon r . La première couche est finement segmentée selon $|\eta|$ jusqu'à $|\eta| < 2.5$, permettant de séparer de façon efficace les photons simples de deux photons collimatés provenant d'une désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. La deuxième couche collecte la majorité de l'énergie des gerbes électromagnétiques provenant des électrons et des photons. La troisième couche permet de compléter cette collection pour les e et γ très énergétiques et de vérifier leur isolation par rapport au calorimètre hadronique afin de limiter le taux de jets mal identifiés.

Le calorimètre hadronique, dédié à la mesure des jets provenant de l'hadronisation des quarks et gluons, est un calorimètre à échantillonnage fait de tuiles de scintillateur et d'acier dans la région centrale $|\eta| < 1.7$, ou de LAr et de cuivre dans la région $1.5 < |\eta| < 3.2$. Le calorimètre avant se base quand à lui sur une alternance de LAr et d'absorbeur en cuivre ou en tungstène (couvrant jusqu'à $|\eta| = 4.9$).

Le spectromètre à muons, qui comme son nom l'indique est dédié à l'identification et la mesure des muons, permet une trajectographie de précision jusqu'à $|\eta| < 2.7$; il est baigné par un champ magnétique provenant de trois systèmes d'aimants supra-conducteurs toroïdaux.

3.2 LA RECONSTRUCTION DES PARTICULES

Les électrons sont reconstruits [44] à partir de leur énergie déposée dans un amas de cellules du calorimètre électromagnétique, amas qui est associé à la trace laissée dans le détecteur interne. L'identification des électrons se base sur de nombreuses variables construites à partir de la forme du dépôt d'énergie, de la qualité de la trace et de la compatibilité des deux types de mesure.

L'identification des photons [45] se base également sur des variables construites à partir des données provenant d'un amas de cellules énergétiques dans le calorimètre électromagnétique; la présence ou non de traces associées dans le détecteur interne est considérée dans l'identification afin de séparer les photons qui se sont convertis en une paire e^+e^- et les photons non convertis.

Les muons sont identifiés [46] par la combinaison d'une trace dans le détecteur interne qui est associée à une trace dans le spectromètre à muons. Il est également possible de reconstruire des muons dont la trace dans le spectromètre n'est pas complète mais associée à une trace du détecteur interne, ou dont la trace dans le spectromètre à muon pointe vers le point d'interaction.

Pour ces objets, différents niveaux d'identification sont possibles (de *loose* à *tight*) selon le niveau de réjection des fausses identifications désiré, sachant qu'une augmentation de la pureté par des sélections plus strictes entraîne une diminution de l'efficacité d'identification.

Les jets sont quant à eux reconstruits [47] à partir d'amas tri-dimensionnels de cellules des calorimètres dont l'énergie dépasse un certain seuil. L'algorithme anti- k_T [48] est utilisé pour combiner ces constituants en jets ; dans cet algorithme, le critère de combinaison prend en compte la distance angulaire entre les constituants ainsi que leur impulsion transverse, combinant d'abord les constituants ayant la plus haute impulsion transverse, p_T . Le paramètre de rayon des jets dans le plan $\eta - \phi$, R , est fixé à 0.4 par défaut. Les jets peuvent être étiquetés comme contenant des hadrons b grâce à des algorithmes simples recherchant par exemple la présence d'un vertex secondaire ou encore grâce à des algorithmes plus complexes basés sur des techniques multivariées [49]. Les jets peuvent également être utilisés comme point de départ des algorithmes reconstruisant les leptons τ se désintégrant hadroniquement [50] ; cette possibilité ne sera toutefois pas utilisée dans le reste du document.

Les algorithmes servant à reconstruire les différents objets à partir des informations du détecteur ont bien sûr évolué dans le temps, comme il le sera mentionné dans les prochains chapitres lorsque nécessaire.

3.3 LA PRISE DE DONNÉES

Un résumé des périodes de prises de données de collisions proton-proton passées et futures du LHC est montré dans la Table 1. Au moment d'écrire ces lignes, nous nous trouvons après le Run-2, durant la période d'arrêt servant à préparer le Run-3. La luminosité intégrée accumulée par ATLAS est également montrée dans cette Table pour chaque année de fonctionnement, sachant que le nombre total d'événements attendus pour un processus X de section efficace σ_X est donné par $L\sigma_X$. Le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau, $\langle \mu \rangle$ est également donné ; les multiples interactions créent un phénomène d'empilement de traces et de dépôts d'énergie dans le détecteur. Les croisement de faisceaux se produisant nominalelement à un taux de 40 MHz, un phénomène d'empilement est également créé par le temps de réponse supérieur à 25 ns des sous-détecteurs. Cette très grande fréquence d'interactions nécessite la mise en place d'un système de déclenchement qui peut sélectionner les événements intéressants pour les études physiques parmi toutes les interactions produites. Le système de déclenchement d'ATLAS réduit ce taux en pré-sélectionnant d'abord, au niveau du détecteur, environ 100 kHz d'événements d'intérêt grâce à un ensemble restreint d'information provenant du calorimètre et du spectromètre à muons ; ces événements sont à leur tour filtrés pour n'en conserver qu'environ 200 Hz (au Run-1) ou 1 kHz (au Run-2), à l'aide d'algorithmes plus fins tournant sur des fermes de calcul et pouvant utiliser de l'information de l'ensemble des sous-détecteurs.

TABLE 1. – Résumé des périodes de prise de données de collisions proton-proton du LHC, incluant l'énergie au centre de masse (\sqrt{s}), la luminosité intégrée accumulée par ATLAS dans des conditions optimales (L) et le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau ($\langle \mu \rangle$). Les années entre les différentes périodes de prise de données marquent des temps d'arrêt nécessaires pour les mises à jour et l'entretien.

| | Run-1 | | Run-2 | Run-3 | HL-LHC |
|--------------------------|-----------|------|-----------|-----------|-----------|
| Années | 2010–2011 | 2012 | 2015–2018 | 2021–2024 | 2027–2037 |
| \sqrt{s} [TeV] | 7 | 8 | 13 | 13/14 | 14 |
| L [fb^{-1}] | 4.7 | 20.3 | 139 | 200–300 | 3000 |
| $\langle \mu \rangle$ | 9.1 | 20.7 | 33.7 | 60 | 200 |

LA RECHERCHE DE SUPERSYMMÉTRIE AU RUN-1

4.1 EN ATTENDANT LES DONNÉES

En 2007, je joins le groupe de supersymétrie d'ATLAS afin de participer à la préparation des premières analyses. La collaboration est alors en pleine effervescence autour d'un exercice de taille, appelé le *Computing System Commissioning*, une revue complète du statut d'ATLAS, couvrant les performances attendues pour le détecteur et le système de déclenchement, ainsi que les analyses physiques à venir avec une emphase particulière sur les premières années d'opération (1 fb^{-1} de données attendues à 14 TeV), utilisant des simulations et algorithmes de reconstruction plus à jour que ceux qui avaient été utilisés dans le TDR (*Technical Design Report*)[51]. Cet exercice aura selon moi été extrêmement utile : il aura non seulement permis de mettre en place et de valider la chaîne complète des outils nécessaires, d'optimiser et de mieux comprendre les analyses, mais également de consolider au plan humain les diverses équipes de performance et d'analyse afin d'être prêts lors du démarrage. L'exercice s'est terminé à la fin 2008 par une publication en plusieurs volumes[52] qui a remplacé le TDR comme référence principale.

4.1.1 *Squarks et gluinos : signature attendue*

Le but de ces études, basées sur des simulations Monte Carlo (MC), est de développer une stratégie d'analyse afin de s'assurer que l'expérience ait une sensibilité optimale dès les premières données à une large gamme de modèles supersymétriques. Comme il n'est pas possible d'explorer l'espace des paramètres à 105 dimensions du MSSM, un modèle de brisure de supersymétrie est adopté pour ces études, le cMSSM, pour lequel il n'y a que 5 paramètres libres :

- les masses brisant la SUSY :
 - m_0 , la masse commune des scalaires (sleptons, squarks et bosons de Higgs) à l'échelle de GUT
 - $m_{1/2}$, la masse commune des higgsinos et jauginos à l'échelle de GUT,
 - A_0 , la valeur commune des couplages tri-linéaires entre un boson de Higgs et deux squarks ou sleptons,
- le signe du paramètre de masse du Higgs, μ
- Le ratio des valeurs du vide des deux doublets de Higgs, $\tan \beta$

S'ils existent et ont des masses de l'ordre de quelques centaines de GeV, les squarks et les gluinos devraient être copieusement produits en paires au LHC. Ils se désintègreraient ensuite en émettant diverses particules du MS selon la nature des sparticules impliquées. Cette chaîne de désintégration s'arrête lorsque la LSP (le $\tilde{\chi}_1^0$ dans le cas présent) est produite. La paire de $\tilde{\chi}_1^0$ produits dans l'état final de la collision n'inter-

agissant pas avec le détecteur, ils sont vus dans le détecteur comme de l'impulsion transverse manquante (E_T^{miss}). En effet, l'impulsion transverse initiale des partons qui interagissent lors des collisions est nulle en très bonne approximation : en mesurant l'impulsion transverse de tous les objets visibles dans le détecteur et par principe de conservation de l'impulsion, il est possible de mesurer l'impulsion transverse manquante pour balancer l'événement. Celle-ci peut alors être attribuée à des particules invisibles à la détection, comme les neutrinos ou les neutralinos, ou encore, bien entendu, à des problèmes de mesure de l'impulsion transverse des objets visibles.

Les états finaux recherchés ont donc typiquement une grande valeur d' E_T^{miss} venant des $\tilde{\chi}_1^0$, plusieurs jets de grande impulsion transverse (p_T) provenant de l'hadronisation des quarks ou gluons, et possiblement des leptons provenant de charginos ou neutralinos intermédiaires, comme montré à la Figure 2.

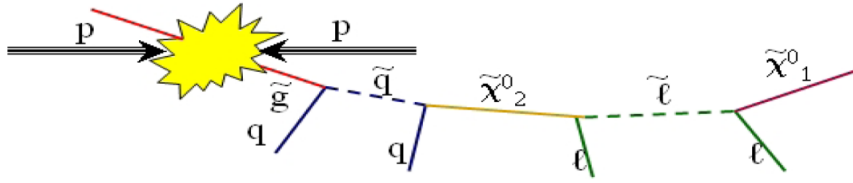


FIGURE 2. – La chaîne de désintégration typique d'un gluino contient des jets, des leptons et de l'impulsion transverse manquante.

Plusieurs analyses sont préparées, chaque analyse étant basée sur un ensemble de sélections indépendantes qui sont optimisées afin d'offrir une bonne discrimination entre les événements de type SUSY et les événements provenant du bruit de fond du MS. L'ensemble de ces sélections définit ce qu'on appelle une *région de signal*. Afin de simplifier une éventuelle combinaison des résultats, celles-ci sont rendues orthogonales par le nombre de leptons sélectionnés. On parlera alors du canal 0-lepton, 1-lepton, 2-leptons ou 3-leptons. La signature des différents bruits de fonds et signaux est étudiée grâce à des simulations MC basées sur GEANT4 [53], les événements simulés étant reconstruits avec les mêmes algorithmes qui seront plus tard utilisés sur les données.

Les bruits de fond principaux dans ces états finaux proviennent de la production d'événements $t\bar{t}$, W +jets, Z +jets et multi-jets. Bien que la section efficace des processus multi-jets domine complètement la production au LHC, les études basées sur la simulation prédisent que ce bruit de fond devrait être petit pour les états finaux typiques de la SUSY qui ont une grande valeur d' E_T^{miss} et de nombreux jets. Il existe également d'autres sélections qui devraient permettre de réduire davantage ce bruit de fond : dans les analyses faites au Tevatron par exemple, on diminue ce bruit de fond en éliminant les événements pour lesquels l' E_T^{miss} est très proche dans le plan transverse d'un des jets reconstruits[54], car il est fort probable dans ce cas que l' E_T^{miss} vienne de la mauvaise mesure du p_T de ce jet. Néanmoins, la réelle contribution du bruit de fond multi-jets dans les données reste incertaine avant le démarrage du LHC. On s'attend en effet à ce que ce type de bruit de fond soit plus important que prévu : la fonction de réponse non gaussienne du détecteur aux jets (due par exemple au matériel inactif, au fait que les jets ne soient pas entièrement contenus dans le calorimètre, au bruit d'empilement qui n'est pas considéré dans les simulations à ce stade,...) pourrait entraîner une contribution significative à haute valeur d' E_T^{miss} .

Dans ce contexte, l'analyse demandant au moins un lepton dans l'état final apparaît comme étant plus robuste pour les premières données, car la présence du lepton bien isolé dans le détecteur permet de supprimer le bruit de fond multi-jets par rapport à l'analyse qui n'est basée que sur des jets et de E_T^{miss} ¹. C'est pour cette raison que j'ai choisi de me consacrer principalement à cette analyse.

4.1.2 L'analyse 1-lepton

Aux fins de la publication[52], j'ai activement participé dans ce groupe d'analyse à la définition des objets et des sélections d'événements, à l'étude des sources de bruit de fond $t\bar{t}$ et multi-jets, ainsi qu'à la caractérisation des performances attendues pour le système de déclenchement, comme il sera décrit dans cette section.

Sélection des événements

Tout d'abord, les événements sont sélectionnés en demandant la présence d'un lepton isolé (électron ou muon), avec une impulsion transverse $p_T > 20$ GeV. Un veto est mis sur la présence de leptons supplémentaires ($p_T > 10$ GeV), afin d'avoir une région de signal orthogonale à la recherche dans le canal 2-leptons. Les électrons sont reconstruits avec une qualité *medium* afin d'avoir un bon compromis entre efficacité d'identification et réjection des faux candidats provenant de la mauvaise reconstruction de jets. Les événements pour lesquels un électron est trouvé dans la région de transition du calorimètre électromagnétique ($1.37 < |\eta| < 1.52$) sont rejetés car dans cette région l'identification des électrons ainsi que la mesure de leur énergie sont dégradés. Les muons sont quant à eux reconstruits grâce à l'algorithme combinant statistiquement les traces du détecteur interne et du spectromètre à muon. Les électrons (muons) qui sont reconstruits à une distance $0.2 < \Delta R < 0.4$ ($\Delta R < 0.4$) de jets sont rejetés, afin d'éliminer les électrons (muons) qui proviendraient de la désintégration d'une particule à l'intérieur de ce jet. Encore dans l'optique d'éliminer les mauvaises identifications, les leptons doivent être bien isolés, c'est-à-dire que l'énergie trouvée dans le calorimètre dans un cône de rayon $R = 0.2$ autour de ceux-ci doit être inférieure à 10 GeV. Les leptons taus se désintégrant hadroniquement ne sont pas utilisés directement dans cette analyse, car ils souffrent d'un ratio signal sur bruit très défavorable par rapport aux électrons ou muons. Lorsque les taus se désintègrent leptoniquement, ils sont identifiés comme des électrons ou des muons dans l'analyse.

Au début de ces études, l'algorithme de reconstruction anti- k_T des jets mentionné dans la Section 3.2 n'existe pas encore. Les jets sont reconstruits grâce à un algorithme *de cône* qui somme l'énergie trouvée dans un cône de l'espace $\eta - \phi$ de rayon fixé à $R = 0.4$ autour d'un amas initial de cellules énergétiques dans les calorimètres. Le quadri-vecteur du jet ainsi trouvé permet de définir la direction d'un nouveau cône dans lequel l'énergie est sommée : la procédure itérative arrête lorsque la direction du jet devient stable. Les jets ainsi trouvés sont ensuite séparés ou jumelés si nécessaires afin de n'attribuer les constituants éventuellement partagés qu'à un seul jet. Au moins quatre jets avec $|\eta| < 2.5$ et $p_T > 50$ GeV sont requis, dont au moins un doit satisfaire $p_T > 100$ GeV. Les jets qui sont reconstruits à une distance $\Delta R < 0.2$ d'électrons

1. Le bruit de fond multi-jets dans le canal 1-lepton peut provenir d'une mauvaise identification des jets comme étant des leptons ou encore de vrais leptons non-isolés provenant de désintégration de saveurs lourdes.

sont rejetés pour éviter de compter cette énergie deux fois, comme les électrons sont habituellement également reconstruits comme des jets.

La valeur d' E_T^{miss} est calculée à partir de l'énergie déposée dans les cellules des calorimètres, calibrée différemment selon la nature de l'objet auquel ces cellules sont associées (jets, électrons, photons, taus, ou non-associées). L'analyse sélectionne les événements ayant une grande valeur d' E_T^{miss} qui proviendrait de la contribution des $\tilde{\chi}_1^0$ dans l'état final : $E_T^{\text{miss}} > 100$ GeV.

Dans ces événements, le lepton et l'impulsion transverse manquante pourraient provenir de processus du MS dans lesquels il y a une désintégration leptonique d'un W , comme par exemple de processus W +jets ou encore de production de $t\bar{t}$ avec au moins un quark top se désintégrant selon $t \rightarrow W(\rightarrow \ell\nu)b$. Afin de réduire ce bruit de fond, la masse transverse du lepton et de l' E_T^{miss} est utile :

$$m_T = \sqrt{2p_T^\ell E_T^{\text{miss}}(1 - \cos[\Delta\phi(\vec{\ell}, \vec{p}_T^{\text{miss}})])}.$$

En effet, pour les processus de type $W \rightarrow \ell\nu$, la distribution en m_T aura un pic jacobien autour de la masse du W , alors que la distribution attendue pour le signal, dans lequel l' E_T^{miss} est due aux $\tilde{\chi}_1^0$, est plutôt plate et peut atteindre de grandes valeurs de m_T . Les événements sélectionnés devront donc satisfaire la condition $m_T > 100$ GeV.

La dernière variable discriminante utilisée dans l'analyse est la masse effective, qui est une mesure de l'énergie globale de l'événement :

$$M_{\text{eff}} \equiv \sum_{i=1}^N p_T^{\text{jet},i} + \sum_{j=1}^M p_T^{\text{lep},j} + E_T^{\text{miss}},$$

où les sommes scalaires incluent la contribution des N jets et M leptons sélectionnés dans une analyse donnée. La distribution de la masse effective est fortement corrélée à la masse de la paire de sparticules produite et peut non seulement être utilisée comme variable discriminante, mais peut également servir à quantifier l'échelle de masse des événements supersymétriques s'ils sont découverts. L'analyse requiert $M_{\text{eff}} > 800$ GeV ainsi que $E_T^{\text{miss}}/M_{\text{eff}} > 0.2$, cette dernière sélection s'assurant qu'une grande partie de l'énergie de l'événement est sous forme d'énergie transverse manquante, comme attendu pour les événements supersymétriques.

Ces sélections sont très similaires aux sélections déjà employées à l'époque du TDR² [51]. Elles en diffèrent principalement par l'ajout de la coupure sur m_T qui, comme mentionné précédemment, permet de diminuer les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets.

La distribution en M_{eff} attendue peut être vue à la Figure 3 pour le bruit de fond ainsi que pour un exemple de signal supersymétrique³. Comme démontré dans cette figure, le bruit de fond après cette sélection est majoritairement composé d'événements $t\bar{t}$ (90%) et W +jets (10%); les événements de type Z +jets, diboson et top simple contribuant au bruit de fond de moindre façon. La majorité des événements $t\bar{t}$ entrant dans la région de signal sont de type dileptonique et ce malgré le veto sur la présence d'un deuxième lepton dans les événements. Le deuxième lepton peut survivre au veto

2. L'analyse inclut également, comme dans le TDR, une coupure sur la *sphéricité transverse*, qui discrimine les événements plus sphériques dans le détecteur des événements comprenant des jets dos-à-dos plus similaire au bruit de fond en principe, mais son efficacité n'a pas été réellement démontrée par les études d'optimisation et elle sera abandonnée par la suite.

3. Le point SU3 est défini par $m_0 = 100$ GeV, $m_{1/2} = 300$ GeV, $A_0 = -300$ GeV, $\mu > 0$ et $\tan\beta = 6$, pour lesquels $m_{\tilde{q}}$ varie de 424 à 650 GeV selon les squarks, $m_{\tilde{g}} = 717$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 218$ GeV et $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 118$ GeV.

pour diverses raisons : ce peut être un τ se désintégrant hadroniquement, ou encore un électron ou un muon qui soit n'a pas été identifié correctement par l'algorithme de reconstruction, soit se trouve près d'un jet et est donc mal isolé ou soit ne répond pas aux critères d'acceptance en p_T ou en η .

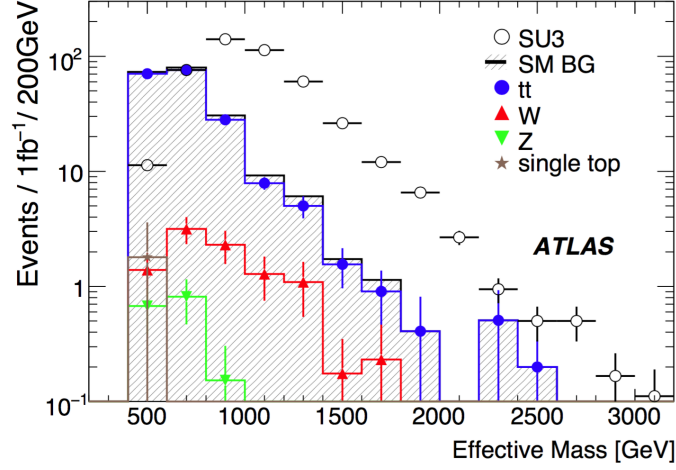


FIGURE 3. – Distribution de M_{eff} après toutes les sélections, sauf celle sur M_{eff} . Les cercles représentent un exemple de signal SUSY (voir le texte) alors que l'histogramme hachuré représente l'ensemble du bruit de fond dont les différentes composantes sont également montrées.

Estimation du bruit de fond

Afin de faire une recherche de nouvelle physique comme la supersymétrie, il faut s'assurer que les bruits de fonds sont bien sous contrôle. Si les simulations MC sont une aide précieuse, il est également important de développer des techniques permettant d'évaluer et/ou de vérifier le niveau de bruit de fond à partir des données elles-mêmes. Pour ce faire, des *régions de contrôle* seront définies ; ces régions devraient être aussi proches que possible des sélections de la région de signal (afin que la composition en bruit de fond y soit similaire) tout en y étant orthogonales, avoir une très faible contamination attendue en événements supersymétriques et contenir assez d'événements pour maintenir une incertitude statistique raisonnable.

Plusieurs méthodes ont été envisagées lors de la préparation de l'analyse afin de déterminer les bruits de fond dominants $t\bar{t}$ et W +jets ainsi que le bruit de fond multi-jets, bien que la présence d'un lepton isolé dans l'état final devrait en principe supprimer ce dernier. Aucune méthode n'a été clairement choisie à ce stade, mais les résultats préliminaires obtenus des diverses méthodes permettent d'estimer que l'incertitude sur les composantes $t\bar{t}$, W +jets, Z +jets et di-boson pourraient être de l'ordre de 20% avec 1 fb^{-1} de données, alors que celle liée au bruit de fond multi-jets est d'environ 50%. Sans données, l'évaluation de l'incertitude reste évidemment très spéculative.

Système de déclenchement

La préparation de l'analyse doit également prendre en compte les contraintes dues au système de déclenchement mentionné dans la Section 3.3. Dans le cadre de cette

analyse, plusieurs items du *menu*⁴ proposé pour les premières données sont étudiés, notamment un déclenchement basé sur la présence :

- d'un ou plusieurs jets de grande impulsion transverse : au moins un jet avec $p_T > 400$ GeV, au moins trois jets avec $p_T > 165$ GeV ou encore au moins 4 jets avec $p_T > 110$ GeV. Les grandes valeurs de seuil sont dues au besoin de réduire drastiquement la production colossale d'événements multi-jets. Malheureusement, ces seuils sont trop élevés pour l'analyse 1-lepton : selon les modèles de signal, seuls 8 à 50% des événements dans la région de signal survivent à ces demandes.
- d'un lepton : soit un électron isolé avec $p_T > 25$ GeV, soit un muon avec $p_T > 20$ GeV, menant à une efficacité d'environ 80%.
- d'un jet avec $p_T > 70$ GeV avec $E_T^{\text{miss}} > 70$ GeV, cette sélection menant à une efficacité d'environ 100%. Il apparaît toutefois hautement improbable qu'un déclenchement basé sur E_T^{miss} puisse être bien compris dès les premières données.

Il appert donc que l'analyse pourrait utiliser un déclenchement basé sur la présence d'un lepton dans les premières données et que la possibilité d'utiliser à terme un déclenchement basé sur E_T^{miss} , plus complexe, devrait être également poursuivie.

Performances attendues à 14 TeV

Un balayage de l'espace des paramètres du modèle cMSSM est effectué afin de montrer le potentiel de découverte de l'analyse. Pour $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$ et $\mu > 0$, l'espace qui peut être découvert, avec une signifiante statistique⁵ supérieure à 5σ , est montré à la Figure 4. On y voit que l'analyse o-lepton permet de sonder un espace des paramètres un peu plus grand que l'analyse demandant un lepton, pouvant découvrir des squarks ou des gluinos ayant une masse allant jusqu'à 1.5 TeV, selon les paramètres. Comme mentionné précédemment, en raison de l'incertitude planant sur la possibilité de bien contrôler le bruit de fond multi-jets de l'analyse o-lepton dans les premières données, la projection de découverte du canal demandant un lepton est toutefois considérée plus robuste.

Des analyses alternatives demandant deux ou trois jets au lieu de quatre sont également explorées. Afin de réduire le bruit de fond dans ces analyses alternatives, l'impulsion transverse minimale des jets et la valeur minimale d' E_T^{miss} requises sont augmentées par rapport à l'analyse initiale. La sensibilité de ces analyses alternatives est comparable à celle demandant quatre jets, comme montré à la Figure 4.

Avant le démarrage du LHC, il était donc attendu que l'analyse puisse permettre la découverte de la supersymétrie dès le premier fb^{-1} de collisions à 14 TeV, et ce pour des masses de squarks/gluinos jusqu'à des valeurs de l'ordre du TeV.

À titre de comparaison, pour les squarks de première et deuxième génération et les gluinos, DØ [54] et CDF [55] au Tevatron avaient déjà publié des limites utilisant environ 2 fb^{-1} de données $p\bar{p}$ à une énergie au centre de masse de 1.96 TeV. Dans le cadre d'un modèle cMSSM avec $A_0 = 0$, $\mu < 0$ et $\tan\beta = 3$, les limites étaient de 330 et 390 GeV sur la masse des gluinos et des squarks, respectivement.

4. Le menu est la liste des conditions possibles pouvant mener un événement à être sauvegardé par le système de déclenchement. Il est le résultat d'un compromis entre un taux d'événements acceptable et des sélections permettant de faire les analyses de physique désirées.

5. La signifiante statistique employée est donnée par $Z_n = \sqrt{2}\text{erf}^{-1}(1 - 2p)$, où p est la probabilité que le bruit de fond fluctue jusqu'au nombre d'événements mesurés dans les données ou au-delà : $p = A \int_0^\infty db G(b; N_b; \delta N_b) \sum_{i=N_{\text{data}}}^\infty \frac{e^{-b} b_i}{i!}$ (A étant le facteur normalisant la probabilité à l'unité et G , une gaussienne centrée autour de la valeur attendue du bruit de fond N_b et d'une largeur donnée par l'incertitude systématique sur ce bruit de fond δN_b).

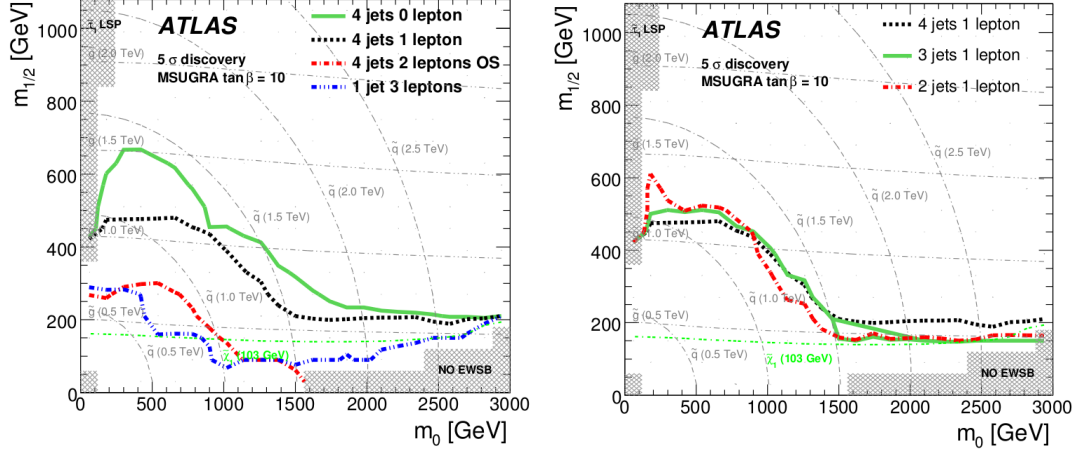


FIGURE 4. – Prospective de découverte dans le plan des paramètres cMSSM pour 1 fb^{-1} de données à 14 TeV pour les analyses de type n lepton(s) + 4 jets + E_T^{miss} (à gauche) et un lepton + n jets + E_T^{miss} (à droite).

... et à 7 TeV

Après l'incident survenu au démarrage du LHC, le 19 septembre 2008, causé par une connexion électrique défectueuse entre deux aimants de l'accélérateur, l'énergie au centre de masse du LHC est revue à la baisse et les études prospectives pour la recherche de la supersymétrie sont refaites dans cette optique, d'abord en considérant une énergie de 10 TeV[56], un scénario envisagé comme probable lorsque ces prévisions sont rendues publiques, en juillet 2009. Puis, lors du *LHC Performance Workshop* en janvier 2010, il est décidé de limiter l'énergie à 3.5 TeV par faisceau, une énergie de 5 TeV étant jugée trop risquée sans une réparation de toutes les interconnexions. Les études de performances sont donc une nouvelle fois refaites à une énergie au centre de masse de 7 TeV[57].

Les coupures sur les objets sont adaptées à la nouvelle énergie au centre de masse, en abaissant certaines valeurs des coupures sur l'impulsion transverse manquante et sur l'impulsion des jets. De plus, une coupure sur l'angle azimuthal minimum entre l'impulsion transverse manquante et les trois (deux) jets les plus énergétiques est instaurée $\Delta\phi > 0.2$ pour les analyses à 3 ou 4 (2) jets. Cette sélection avait déjà été mise en place dans l'analyse o-lepton afin de mitiger le bruit de fond dont la grande valeur d' E_T^{miss} provient de la mauvaise mesure de l'énergie d'un jet. La distribution attendue en M_{eff} est montrée dans la Figure 5, où un exemple de signal proche des limites du Tevatron⁶ est également montré.

Le potentiel de découverte de l'analyse est ré-évalué dans le plan des paramètres du cMSSM tel que montré à la Figure 5. Pour chaque point de cet espace, la valeur de la coupure sur M_{eff} est choisie (par pas de 400 GeV) afin de maximiser la signifiante statistique. L'incertitude est cette fois fixée à 50% pour tous les bruits de fond. Avec 1 fb^{-1} de données à 7 TeV, les squarks de première et deuxième génération et les gluinos pourraient être découverts pour des masses allant jusqu'à 700 GeV, si la masse du gluino est similaire à celle de ces squarks. C'est environ 500 GeV de moins que

6. Le point SU4 est défini par $m_0 = 200 \text{ GeV}$, $m_{1/2} = 160 \text{ GeV}$, $A_0 = -400 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 10$ et $\mu > 0$, pour lesquels $m_{\tilde{q}}$ varie de 206 à 445 GeV selon les squarks, $m_{\tilde{g}} = 413 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 113 \text{ GeV}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 \text{ GeV}$.

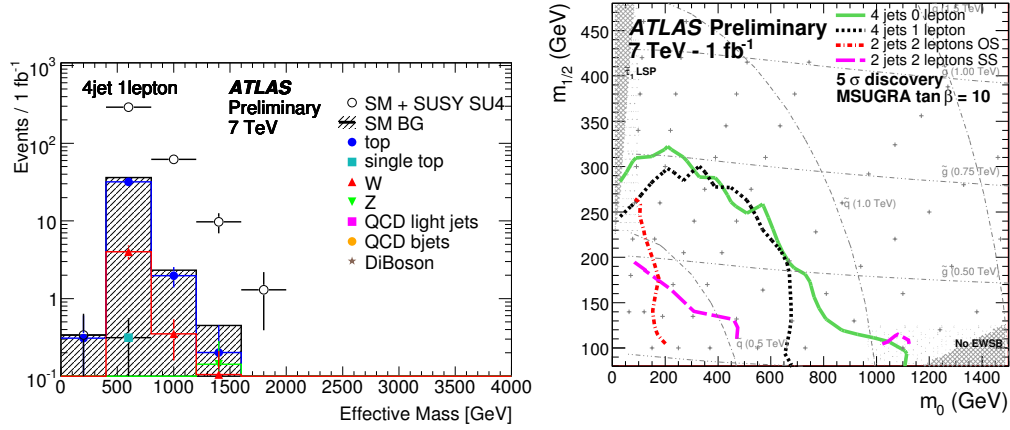


FIGURE 5. – Prospectives pour 1 fb⁻¹ de données à 7 TeV : masse effective pour le canal 1-lepton avec 4 jets (gauche) et contour de découverte à 5σ pour les analyses de type n lepton(s) + m jets + E_T^{miss} (droite).

les prévisions à 14 TeV pour cette analyse, mais quand même quelques centaines de GeV au-dessus des limites publiées par les expériences du Tevatron.

Une découverte de la supersymétrie dans les premières données, même avec une énergie au centre de masse réduite, est donc possible. À cette même époque, une étude est également publiée par un groupe externe à ATLAS [58] qui utilise les contraintes expérimentales provenant des mesures de précision électrofaibles, de la valeur de $(g - 2)_\mu$, de la physique du B et des mesures cosmologiques afin de trouver quels points de l'espace des paramètres du cMSSM sont favorisés. Le meilleur point trouvé par le lissage correspond à une masse relativement faible du gluino, d'environ 750 GeV. Si un tel gluino existait, il devrait être possible de commencer à l'entrevoir assez rapidement au LHC.

4.2 LES PREMIÈRES DONNÉES

Le 23 novembre 2009, la première collision proton-proton après le (re)démarrage du LHC est détectée dans l'expérience ATLAS. Les collisions se font d'abord à $\sqrt{s} = 900$ GeV, c'est-à-dire sans accélération dans le LHC ; à l'aide de ces données, je participe à l'étude de performance du système de déclenchement basé sur les jets [59] qui en démontre le bon fonctionnement. Puis, les premières collisions à 7 TeV ont lieu le 30 mars 2010. Les toutes premières données sont comparées aux simulations du bruit de fond pour des variables sensibles à la présence d'événements supersymétriques à l'été 2010, tel qu'il sera décrit dans la Section 4.2.1. L'ensemble des données collectées à 7 TeV en 2010 sera par la suite utilisé pour la première publication d'ATLAS sur la recherche de supersymétrie qui sera décrite dans la Section 4.2.2, puis pour la première combinaison de résultats, voir la Section 4.2.3.

4.2.1 *Un premier regard pour l'analyse 1-lepton*

La première comparaison des données aux simulations du bruit de fond pour les variables clés est rendue publique en juillet 2010, utilisant les premiers $70 \pm 8 \text{ nb}^{-1}$ de données de collisions à 7 TeV[60] pour lesquelles les faisceaux de protons étaient stables et le détecteur ATLAS, en condition de fonctionnement optimale.

La sélection des jets diffère des études prospectives à 7 TeV : ils sont désormais sélectionnés à l'aide du nouvel algorithme recommandé anti- k_T mentionné à la Section 3.2. Contrairement à l'algorithme de cône utilisé dans les études prospectives, qui peut trouver des jets différents si par exemple de la radiation de très bas p_T est émise entre deux jets (divergence infrarouge), ce dernier est robuste.

Pour l'analyse 1-lepton, après avoir requis que les événements passent le déclenchement⁷ et après avoir appliqué une série de coupures afin de rejeter les événements contenant des jets compatibles avec du bruit provenant des calorimètres, des muons cosmiques ou des dépôts d'énergie non synchronisés avec les collisions, les événements sont pré-sélectionnés en demandant qu'ils contiennent au moins deux jets avec $p_T > 30$ GeV et un lepton (électron ou muon) isolé, comme dans les études prospectives. La région de signal est ensuite définie en appliquant deux coupures additionnelles : $E_T^{\text{miss}} > 30$ GeV et $m_T > 100$ GeV. L' E_T^{miss} est ici calculée sans le raffinement de l'identification et de la calibration des différents objets calorimétriques : la somme des impulsions transverses est faite en prenant en compte les muons isolés sélectionnés dans l'analyse et les amas de cellules énergétiques dans le calorimètre pour $|\eta| < 4.5$ et dont l'énergie est calibrée à l'échelle électromagnétique.

Les données sont comparées aux prédictions des simulations MC ; les bruits de fond du MS considérés sont ceux provenant des processus multi-jets, W+jets, Z+jets et $t\bar{t}$.

Les prédictions pour les bruits de fond multi-jets et W+jets sont normalisées aux données dans des régions de contrôle définies comme suit :

- Multi-jets : $E_T^{\text{miss}} < 40$ GeV et $m_T < 40$ GeV. Les simulations MC prédisent que cette région est dominée par le bruit de fond multi-jets. Pour les événements contenant un électron (muon), le facteur de normalisation du bruit de fond multi-jets trouvé est de 0.41 ± 0.08 (0.48 ± 0.12).

7. Un muon avec $p_T > 6$ GeV ou un électron avec $p_T > 10$ GeV, la faible luminosité instantanée des toutes premières données permettant des seuils très bas.

| Sélection | Électron | | Muon | |
|---|----------|---------------|---------|---------------|
| | Données | Monte Carlo | Données | Monte Carlo |
| $p_T(\ell) > 20 \text{ GeV} \cap$ $\geq 2 \text{ jets avec } p_T > 30 \text{ GeV}$ | 143 | 157 ± 85 | 40 | 37 ± 14 |
| $\cap E_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV}$ | 13 | 16 ± 7 | 17 | 15 ± 7 |
| $\cap m_T > 100 \text{ GeV}$ | 2 | 3.6 ± 1.6 | 1 | 2.8 ± 1.2 |

TABLE 2. – Nombre d'événements prévus et observés à différentes étapes de l'analyse. Les prédictions Monte Carlo sont normalisées aux données dans des régions de contrôle qui sont orthogonales à la sélection finale.

— W+jets : $30 < E_T^{\text{miss}} < 50 \text{ GeV}$ et $40 < m_T < 80 \text{ GeV}$. Le facteur de normalisation trouvé dans la région de contrôle est de 2.1 ± 1.0 . L'incertitude relative est grande en raison du faible nombre d'événements dans cette région.

Les sources les plus importantes d'incertitude systématique sont considérées : l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets (qui varie entre 7 et 10% en fonction de p_T et η), l'incertitude sur la normalisation des fonds multi-jets et W+jets (50%), l'incertitude sur la normalisation du fond Z+jets (60%) et l'incertitude sur la luminosité intégrée (11%).

Après avoir appliqué la coupure $E_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV}$, la distribution de m_T obtenue est montrée dans la Figure 6 et montre un accord raisonnable entre les données et le bruit de fond attendu. Le nombre d'événements attendus est comparé aux observations pour les différentes étapes de l'analyse dans la Table 2 : le bon accord entre les prédictions du bruit de fond et les données indiquent que les bruits de fond du Modèle Standard pour la recherche de la supersymétrie sont bien contrôlés.

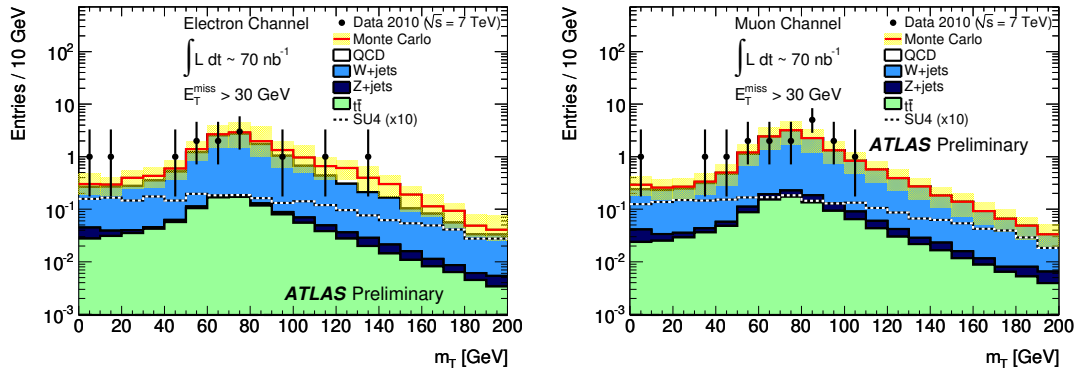


FIGURE 6. – Nombre d'événements selon m_T après la coupure sur E_T^{miss} pour les événements avec un électron (à gauche) ou un muon (à droite). La prédiction de la distribution attendue pour un signal SUSY est également montrée, multipliée par un facteur 10 : plus de données sont nécessaires pour devenir sensible à ce signal. Le bruit de fond multi-jets est appelé QCD dans cette Figure.

4.2.2 Les premières limites

L'ensemble des données collectées à 7 TeV en 2010 dans des conditions de fonctionnement optimale, soit 35 pb^{-1} , est le premier jeu de données qui sert à la recherche de la supersymétrie par la collaboration ATLAS et pour lequel une analyse 1-lepton est publiée [61].

La sélection des objets diffère de celle employée pour les toutes premières données. Le calcul d' E_T^{miss} se raffine, en utilisant les jets maintenant bien calibrés, les leptons sélectionnés, les muons non isolés additionnels et les amas de cellules énergétiques non-associés aux objets précédents (à l'échelle d'énergie électromagnétique). Deux types de muons sont maintenant utilisés : les muons combinés reconstruits à l'aide de traces indépendantes trouvées dans le spectromètre à muon et le trajectographe, ainsi que les muons pour lesquels la trace trouvée dans le trajectographe est associée à un fragment de trace dans le spectromètre à muon. L'ajout de cette catégorie permet de retrouver une bonne efficacité de détection dans les régions moins bien pourvues par le spectromètre. Certains jets sont identifiés comme provenant de hadrons b à l'aide d'un algorithme d'étiquetage qui cherche un vertex secondaire à partir des traces qui sont associées au jet mais qui ne pointent pas vers le vertex primaire. Un jet est étiqueté b si la signifiante de la longueur de désintégration entre les vertex primaire et secondaire trouvée est au-delà d'une certaine valeur. Dans cette analyse, la valeur choisie donne (à $p_T = 60 \text{ GeV}$) une efficacité d'étiquetage des jets b de 50% tout en rejetant les jets légers mal étiquetés comme b par un facteur 200.

Certains critères de sélection des événements de la région de signal sont revus par rapport à ceux utilisés dans les études prospectives décrites à la Section 4.1.2 en raison du lot de données plus petit. Il n'y a qu'une seule région de signal (SR), demandant : au moins trois jets ayant $p_T > 30 \text{ GeV}$ dont au moins un ayant $p_T > 60 \text{ GeV}$, $E_T^{\text{miss}} > 125 \text{ GeV}$ et $M_{\text{eff}} > 500 \text{ GeV}$.

Afin d'estimer le bruit de fond, trois régions de contrôle (CR) sont définies. La première (TR) est enrichie en processus $t\bar{t}$; elle est sélectionnée en demandant que $30 < E_T^{\text{miss}} < 80 \text{ GeV}$, $40 < m_T < 80 \text{ GeV}$ et qu'au moins un des trois jets de plus haut p_T soit étiqueté comme b . La deuxième (WR) est enrichie en processus W +jets ; elle est sélectionnée dans la même fenêtre en E_T^{miss}/m_T que la région TR, mais en demandant qu'aucun des trois jets de plus haut p_T ne soit étiqueté b . La dernière (QR) est enrichie en événements multi-jets ; elle est définie par $m_T < 40 \text{ GeV}$ et $E_T^{\text{miss}} < 40 \text{ GeV}$ et est utilisée pour estimer le bruit de fond multi-jets dans les régions TR et WR.

Dans la région de signal, l'estimation du bruit de fond multi-jets est basée sur la méthode de la matrice. Une région dominée par le bruit de fond multi-jets est créée, à partir de la région de signal, en relâchant les coupures d'identification des électrons et en abandonnant le critère d'isolation des leptons. Dans cet échantillon relâché, le nombre de leptons passant N^{passe} ou échouant $N^{\text{échec}}$ les critères d'identification plus stricts de la région de signal sont comptés ; ces deux nombres sont reliés au nombre de "vrais" leptons (ceux que l'on veut sélectionner) N_{vrai} et au nombre de "faux" leptons (ceux qui sont mal identifiés) N_{faux} à travers des facteurs qui mesurent l'efficacité d'un vrai lepton passant les critères relâchés d'être bien identifié avec les critères stricts, ϵ_{vrai} , et la probabilité d'un "faux" lepton passant les critères relâchés d'être quand même identifié par les critères stricts, ϵ_{faux} , par :

$$N^{\text{passe}} = \epsilon_{\text{vrai}} N_{\text{vrai}} + \epsilon_{\text{faux}} N_{\text{faux}} \quad (1)$$

$$N^{échee} = (1 - \epsilon_{vrai})N_{vrai} + (1 - \epsilon_{faux})N_{faux} \quad (2)$$

On peut donc isoler le nombre de faux leptons passant les coupures d'identification (et entrant ainsi dans la région de signal) :

$$N_{faux}^{passe} = \epsilon_{faux} N_{faux} = \frac{N^{échee} - (1/\epsilon_{vrai} - 1)N^{passe}}{1/\epsilon_{faux} - 1/\epsilon_{vrai}} \quad (3)$$

Les valeurs de ϵ_{vrai} et ϵ_{faux} sont mesurées respectivement dans des simulations MC et dans la région QR (après soustraction de la contamination en événements $t\bar{t}$ et W +jets). Les valeurs trouvées sont d'environ 98% et 30%, respectivement. La prédiction obtenue par cette méthode est qu'aucun événement de type multi-jets ne devrait être observé dans la région de signal ; une limite supérieure est donc appliquée.

Les différentes régions utilisées dans l'analyse sont montrées dans la Figure 7. La distribution de M_{eff} dans la région de signal (avant la coupure finale sur M_{eff}) est également montrée dans la Figure 7 pour laquelle le bruit de fond est tiré directement des simulations MC.

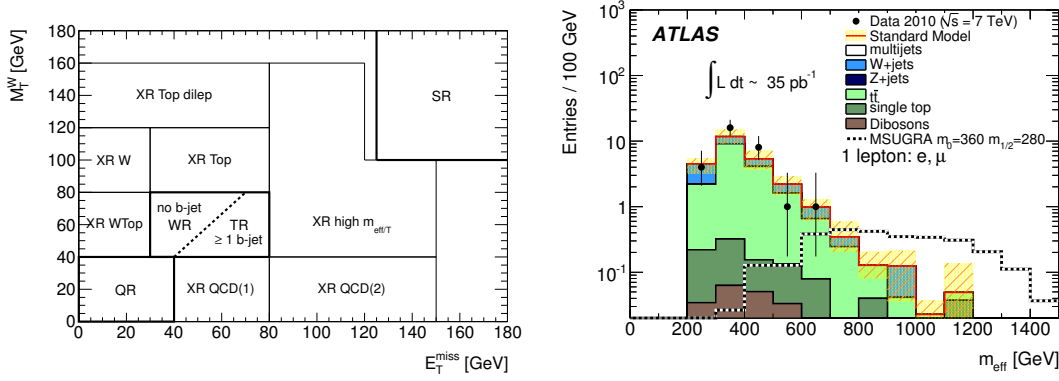


FIGURE 7. – Définition des différentes régions utilisées dans l'analyse (gauche) et distribution de M_{eff} dans la région de signal, avant la coupure finale sur M_{eff} (droite).

L'idée de l'analyse est toutefois d'utiliser les données dans les régions de contrôle afin de normaliser les simulations MC des différents bruits de fond. La forme de la simulation MC sera utilisée pour extrapoler le bruit de fond j (selon m_T et E_T^{miss}) jusque dans la région de signal :

$$N_{pred,j}^{SR} = \sum_{i=W,T} (N_{données}^{iR} \times \frac{N_{MC,j}^{SR}}{N_{MC,j}^{iR}}) \quad (4)$$

Ce faisant, l'influence des incertitudes systématiques pouvant affecter la normalisation du bruit de fond (section efficace, luminosité, ...) est grandement ou complètement supprimée. L'extrapolation s'appuie sur la forme des distributions en m_T et en E_T^{miss} et sera donc affectée par les incertitudes sur ces formes ; il est également vérifié que ces distributions reproduisent bien les données dans des régions aux critères de sélection relâchés. De plus, l'extrapolation est testée dans différentes régions de validation, étiquetées comme "XR" dans la Figure 7 : le nombre d'événements observés dans ces régions est compatible avec la prédiction obtenue en extrapolant les bruits de fond normalisés dans les régions de contrôle.

| Électron | SR | TR | WR | QR |
|----------------------------------|------------------------|-----------------------|--------------------|---------------|
| Observés | 1 | 80 | 202 | 1464 |
| $t\bar{t}$ estimé | 1.34 ± 0.52 (1.29) | 65 ± 12 (63) | 32 ± 16 (31) | 40 ± 11 |
| W/Z +jets estimé | 0.47 ± 0.40 (0.46) | 11.2 ± 4.6 (10.2) | 161 ± 27 (146) | 170 ± 34 |
| Multi-jets estimé | $0.0^{+0.3}_{-0.0}$ | 3.7 ± 7.6 | 9 ± 20 | 1254 ± 51 |
| Somme des bruits de fond estimés | 1.81 ± 0.75 | 80 ± 9 | 202 ± 14 | 1464 ± 38 |

| Muon | SR | TR | WR | QR |
|----------------------------------|------------------------|----------------------|--------------------|--------------|
| Observés | 1 | 93 | 165 | 346 |
| $t\bar{t}$ estimé | 1.76 ± 0.67 (1.39) | 85 ± 11 (67) | 42 ± 19 (33) | 50 ± 10 |
| W/Z +jets estimé | 0.49 ± 0.36 (0.71) | 7.7 ± 3.3 (11.6) | 120 ± 26 (166) | 71 ± 16 |
| Multi-jets estimé | $0.0^{+0.5}_{-0.0}$ | 0.3 ± 1.2 | 3 ± 12 | 225 ± 22 |
| Somme des bruits de fond estimés | 2.25 ± 0.94 | 93 ± 10 | 165 ± 13 | 346 ± 19 |

TABLE 3. – Nombre d'événements estimés par le lissage et observés dans les données pour les différentes régions de contrôle et de signal contenant un électron (haut) ou un muon (bas). Pour comparaison, le nombre d'événements attendus par la simple utilisation de la simulation MC est donné entre parenthèses.

Les régions de contrôle, bien qu'enrichies dans les processus d'intérêt, ne sont pas pures et il y a une contamination croisée de ces régions. L'idée est donc d'évaluer les bruits de fond simultanément, en obtenant les facteurs de normalisation nécessaires à travers un lissage global du nombre d'événements dans les différentes régions. La fonction de vraisemblance qui doit être maximisée par le lissage est donnée par :

$$L(\vec{n}|s, \vec{b}, \vec{\theta}) = P_{SR} \times P_{WR} \times P_{TR} \times P_{QR} \times C_{syst} \quad (5)$$

où :

- \vec{n} est le nombre d'événements observés dans les données
- s est le signal supersymétrique qui doit être testé
- \vec{b} est le bruit de fond
- les P sont les probabilités de Poisson pour le nombre d'événements observés dans chacune des régions étant donné les valeurs attendues ; elles dépendent des facteurs de normalisation des bruits de fond
- $\vec{\theta}$ représente les incertitudes systématiques qui sont traitées comme des paramètres de nuisance, chacune correspondant à une fonction de probabilité gaussienne dont la multiplication est représentée par le terme C_{syst}

Le lissage global permet non seulement de bien traiter la contamination croisée des diverses régions, mais également de traiter de façon cohérente la corrélation entre les différentes incertitudes systématiques dans les diverses régions, par l'usage d'un paramètre de nuisance commun.

Le lissage est fait deux fois. La première fois, il est effectué sans contribution de signal afin d'évaluer la vraisemblance de l'hypothèse nulle. Les résultats de ce lissage sont donnés dans la Table 3 et montre un bon accord entre le bruit de fond prédit dans la région de signal et le nombre d'événements observés.

En l'absence d'excès, un deuxième lissage est effectué afin d'extraire des limites sur des modèles spécifiques. Le signal est considéré et la contamination par des événe-

ments de signal des régions de contrôle est permise. Les limites sont obtenues à un niveau de confiance de 95% si la probabilité d'un faux négatif (un signal existe, mais il n'est pas vu dans les données) est inférieure à 5%. Cette probabilité, pour un signal s , est dérivée de la distribution de la variable statistique de test :

$$\Lambda(s) = -2(\log L(\vec{n}|s, \hat{\hat{b}}, \hat{\hat{\theta}}) - \log L(\vec{n}|\hat{s}, \hat{b}, \hat{\theta})) \quad (6)$$

où \hat{s} , \hat{b} et $\hat{\theta}$ maximisent L et où $\hat{\hat{b}}$ et $\hat{\hat{\theta}}$ maximisent L pour un certain choix de s , avec la contrainte que s et \hat{s} ne soient pas négatifs.

Pour cette première recherche de supersymétrie, des limites sont placées dans le plan $m_0/m_{1/2}$ du cMSSM avec paramètres $A_0 = 0$, $\mu > 0$ et $\tan \beta = 3$ afin de faciliter la comparaison avec les dernières limites placées par le Tevatron. Les résultats sont montrés dans la Figure 8 : pour ce modèle et $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$, la limite sur la masse des squarks et gluinos est placée à 700 GeV.

Ces premiers résultats de recherche de la supersymétrie au LHC étaient très attendus par la communauté et ce papier a été très largement cité.

4.2.3 Combinaison avec le canal 0-lepton

Le même jeu de données est également analysé dans le canal 0-lepton [62] et une combinaison statistique des deux résultats est effectuée [63], sachant que les régions de contrôle et de signal de ces deux analyses sont toutes orthogonales. Pour chaque point sondé de l'espace du cMSSM, la fonction de vraisemblance est calculée en multipliant les vraisemblances des canaux à 0 et 1 lepton. La corrélation entre certaines incertitudes systématiques entre les deux canaux (e.g. l'incertitude sur l'échelle d'énergie de jets) est bien prise en compte par l'utilisation de paramètres de nuisance communs. Comme montré à la Figure 8, la combinaison avec le canal 1-lepton permet d'exclure un espace des paramètres plus grand que le canal à 0-lepton seulement, en particulier dans la région à haute valeur de m_0 où la production de paires de gluinos domine. Dans cette région, les chaînes de désintégration sont en général plus longues, ont de plus basses valeurs d' E_T^{miss} et des jets de plus bas p_T . Pour ce modèle et $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$, la limite sur la masse des squarks et gluinos est placée à 815 GeV.

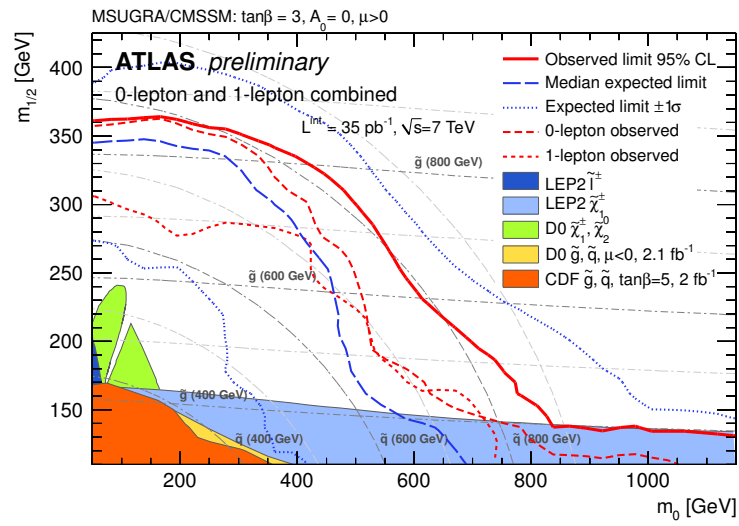


FIGURE 8. – Limites observées par les analyses 0- et 1-lepton ainsi que par leur combinaison.

4.3 LE DÉVELOPPEMENT DE L'ANALYSE

D'octobre 2010 à octobre 2011, je suis en charge de la partie du groupe de supersymétrie d'ATLAS s'occupant de la douzaine d'analyses se basant sur la présence d'énergie transverse manquante. C'est une période intéressante pour ce groupe : non seulement marque-t-elle la publication des toutes premières limites, dont celles des analyses 0- et 1-lepton présentées dans la Section précédente, mais ces publications entraînent également une réflexion en profondeur sur la façon de présenter les résultats et de développer les analyses. Avec le lot de données en expansion et l'absence de signal dans les toutes premières données, il faut mettre en place une stratégie robuste afin de s'assurer de couvrir toutes les possibilités : la supersymétrie n'est pas cantonnée au seul cMSSM. Les chaînes de désintégration peuvent être plus ou moins longues, les rapports entre les masses des différentes sparticules ne doivent pas être limités à ceux prédits par le modèle cMSSM : les recherches doivent s'ouvrir pour explorer un plus vaste espace de paramètres possibles. Les régions de signal et états finaux analysés se multiplient et la façon de présenter les résultats est améliorée, notamment par l'utilisation de modèles simplifiés (décrits dans la prochaine section) afin de faciliter la ré-interprétation des résultats par la communauté. La recherche des gluinos et des squarks de première et deuxième générations se poursuit, mais la recherche de squarks de troisième génération ainsi que celle de sparticules électrofaibles commencent à prendre forme, rendues possibles par la luminosité intégrée croissante.

Bien qu'impliquée par mon rôle de coordination et de supervision d'étudiants dans de nombreuses analyses, mon travail personnel continue de se concentrer principalement sur le canal 1-lepton.

4.3.1 Analyse de l'ensemble des données à 7 TeV

Après une première publication à la fin 2011 utilisant $1.04 \pm 0.04 \text{ fb}^{-1}$ [64], l'analyse sur l'ensemble des données collectées à une énergie au centre de masse de 7 TeV, soit $4.7 \pm 0.2 \text{ fb}^{-1}$, est publiée à l'automne 2012 [65].

L'analyse est basée sur le même principe d'estimation des bruits de fond que présenté dans la Section 4.2.2, soit un lissage simultané de la région de signal et de ses régions de contrôle (qui sont enrichies soit en événements $t\bar{t}$, soit en événements W +jets), le bruit de fond QCD étant encore une fois estimé par la méthode de la matrice.

Toutefois, afin de couvrir une gamme plus large de signaux possibles, l'analyse est étendue à plusieurs régions de signal, définies de telle façon à être orthogonales les unes aux autres et ainsi combinées dans le lissage simultané afin d'augmenter la sensibilité de l'analyse (la combinaison prend aussi en compte des régions de signal contenant deux leptons). De plus, la forme des distributions dans les régions de signal est exploitée. Les coupures cinématiques sur les objets sont également adaptées afin d'optimiser la sensibilité de l'analyse. Cette optimisation des coupures est faite non seulement sur un modèle de cMSSM mais également sur des modèles dits simplifiés de supersymétrie.

Les modèles simplifiés considèrent un mode de production et de désintégration à la fois : toutes les sparticules qui ne sont pas d'intérêt pour un modèle particulier sont considérées comme étant très massives et découplées. L'idée est que les modèles simplifiés constituent une base de modèles qui peut servir à contraindre des modèles complets.

Des exemples de modèles simplifiés considérés sont :

- la production de squark ($\tilde{q}_L \tilde{q}_L$ et $\tilde{q}_L \tilde{\bar{q}}_L$) suivie de $\tilde{q}_L \rightarrow q' \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow q' W^{(*)} \tilde{\chi}_1^0$, avec un rapport d'embranchement de 100%. Les paramètres libres dans ce modèle sont $m_{\tilde{q}_L}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et $x = (m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) / (m_{\tilde{q}_L} - m_{\tilde{\chi}_1^0})$. En plaçant le gluino à une masse de 4.5 TeV, celui-ci est effectivement découplé et la production de squark par échange d'un gluino dans le canal t est supprimée.
- la production d'une paire de gluinos suivie de $\tilde{g} \rightarrow q \bar{q} \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow q \bar{q} W^{(*)} \tilde{\chi}_1^0$, avec un rapport d'embranchement de 100%. Les paramètres libres dans ce modèle sont $m_{\tilde{g}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et $x = (m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) / (m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0})$.

Dans ces modèles, seuls les squarks de première et deuxième générations sont considérés. Le découplage des squarks de troisième génération est motivé par le fait que ces squarks ont une phénoménologie différente qui est couverte par des analyses dédiées. Des modèles contenant des chaînes de désintégrations plus longues sont également considérés afin de sonder un autre espace des paramètres pour lequel les sélections optimales pourraient être différentes, comme par exemple $\tilde{g} \rightarrow q \bar{q} \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow q \bar{q} \tilde{\ell} \nu (\tilde{\nu} \ell) \rightarrow q \bar{q} \ell \nu \tilde{\chi}_1^0$, particulièrement intéressant pour le canal à deux leptons.

Sélection des événements

L'analyse présentée se base sur trois classes de régions de signal, dont les sélections sont détaillées dans la Table 4 :

- un lepton et plusieurs jets de haut p_T , avec des sélections optimisées pour des masses de sparticules plus élevées que dans l'analyse précédente. Ces régions de signal à trois ou quatre jets sont optimisées en prenant en compte le modèle cMSSM, mais également les modèles simplifiés pour lesquels les différences de masses entre sparticules sont élevées.
- un lepton de bas p_T (à partir de 7 GeV pour les électrons et 6 GeV pour les muons). Cette région de signal est optimisée afin de sonder les modèles dits *comprimés*, c'est-à-dire avec de petites différences en masse entre les sparticules ; dans cette région, le jet de haut p_T provient de la radiation initiale.
- au moins deux leptons, optimisées pour les longues chaînes de désintégrations comprenant plusieurs leptons. Ces régions ne seront pas couvertes ici.

| Sélection | 3 jets | 4 jets | CR $t\bar{t}/W$ +jets | bas p_T | CR $t\bar{t}/W$ +jets bas p_T |
|--------------------------------------|------------------------|------------------|--------------------------------|---------------------|---------------------------------|
| Déclenchement | Un électron ou un muon | | | E_T^{miss} | |
| Nombre de leptons | =1 | | | | |
| $p_T^{e(\mu)}$ [GeV] | > 25(20) | | | 7-25 (6-20) | |
| $p_T^{e(\mu)}$ (véto) [GeV] | 10 | | | 7(6) | |
| Nombre de jets | ≥ 3 | ≥ 4 | ≥ 3 | ≥ 2 | ≥ 2 |
| p_T^{jet} [GeV] | > 100, 25, 25 | > 80, 80, 80, 80 | > 80, 25, 25 | > 130, 25 | |
| $p_T^{\text{jet,additionnel}}$ [GeV] | < 80 | – | – | – | – |
| $N_{\text{jets } b}$ | – | | $\geq 1/ = 0$ | – | $\geq 1/ = 0$ |
| m_T [GeV] | > 100 | | $40 < m_T < 80$ | > 100 | $40 < m_T < 80$ |
| E_T^{miss} [GeV] | > 250 | > 250 | $40 < E_T^{\text{miss}} < 150$ | > 250 | $180 < E_T^{\text{miss}} < 250$ |
| $E_T^{\text{miss}}/M_{\text{eff}}$ | > 0.3 | > 0.2 | – | > 0.3 | – |
| $M_{\text{eff}}^{\text{inc}}$ [GeV] | > 1200 | > 800 | > 500 | – | – |

TABLE 4. – Sélections appliquées dans les régions de signal et de contrôle.

Par rapport à l'analyse faite sur 35 pb^{-1} de données, la définition de certains objets a dû être changée afin qu'ils soient plus stables par rapport à l'empilement qui augmente avec la luminosité instantanée. Les électrons ne sont plus isolés en demandant que la somme de l'énergie transverse trouvée dans un cône autour du candidat dans le calorimètre soit inférieure à une certaine valeur, mais en regardant plutôt la somme sur l'impulsion transverse des traces trouvées dans un cône de $\Delta R < 0.2$ autour du candidat et en demandant que celle-ci soit inférieure à $0.1 p_T(e)$. En effet, contrairement aux dépôts d'énergie dans le calorimètre, les traces peuvent être associées au vertex primaire, réduisant ainsi la dépendance de la variable d'isolation sur l'empilement. De plus, pour qu'un jet soit considéré, au moins 75% de la somme en p_T des traces qui lui sont associées doit venir de traces associées au vertex primaire. L'algorithme d'étiquetage des b utilisé est également amélioré ; c'est un algorithme en réseau de neurones prenant en entrée des poids provenant de différents algorithmes d'étiquetage. Pour une efficacité d'étiquetage de 60% (dans des événements $t\bar{t}$ simulés), il donne un facteur de réjection entre 200 et 400 pour les quarks légers et les gluons et entre 7 à 10 pour les quarks charmés.

La définition de la masse effective est également modifiée. Dans les analyses précédentes, la masse effective, M_{eff} , était calculée en incluant seulement les deux, trois ou quatre jets les plus énergétiques, selon la région de signal. La nouvelle variable utilisée ici, $M_{\text{eff}}^{\text{inc}}$, inclut tous les bons jets identifiés dans l'événement ; la variable M_{eff} est encore utilisée, mais seulement pour la détermination du ratio $E_T^{\text{miss}}/M_{\text{eff}}$, qui est une mesure de la fluctuation d' E_T^{miss} en fonction de l'activité calorimétrique. Ces nouvelles définitions permettent une meilleure discrimination entre le signal et le bruit de fond. Finalement, la région de signal comportant trois jets est définie de façon complètement orthogonale par rapport à la région de signal à quatre jets, en imposant un veto sur la présence d'un quatrième jet de haut p_T .

Estimation du bruit de fond

Comme détaillé dans la Table 4, les régions de contrôle pour les bruits de fond $t\bar{t}$ et W +jets sont définies par de basses valeurs d' E_T^{miss} et m_T , et séparées l'une de l'autre par l'étiquetage b des jets.

La méthode de la matrice est utilisée afin de déterminer le bruit de fond multi-jets non seulement dans les régions de signal, mais également dans les régions de contrôle $t\bar{t}$ et W +jets. Pour la nouvelle région de signal contenant des leptons de bas p_T , l'estimation de ϵ_{faux} est effectuée de façon indépendante, en utilisant des événements contenant une paire de leptons de même signe (afin de réduire la dominance des hadrons b dans l'échantillon) dont la masse invariante n'est pas compatible avec le boson Z et dont au moins un lepton ne satisfait pas les critères de sélection dans la région de signal (afin de maximiser la proportion de bruit dans ces événements). La mesure de ϵ_{faux} est faite en fonction de p_T , de η et de $N_{\text{jets } b}$.

Les autres bruits de fond (diboson, top simple, $t\bar{t}+V$) sont estimés directement à partir des simulations Monte Carlo.

Le bruit de fond est estimé à l'aide d'un lissage sur les régions de contrôle, en considérant la forme de la distribution des événements en fonction du nombre de bons jets identifiés, c'est-à-dire en traitant chaque multiplicité de jets dans chaque région de contrôle comme une région de contrôle indépendante (de deux à sept jets dans les régions avec un lepton de bas p_T , et jusqu'à neuf jets dans les autres). Ce faisant, le lissage comporte un grand nombre de régions, et plus de 150 paramètres de

nuisance. Le résultat du lissage est vérifié dans diverses régions de validation et un bon accord entre les prédictions et les données y est trouvé.

Résultats

Les régions de signal avec le bruit de fond estimé sont montrées dans la Figure 9. Les incertitudes les plus importantes sont celles reliées au nombre limité d'événements simulés pour le bruit de fond dans les régions de signal, à l'échelle en énergie des jets, à la modélisation du bruit de fond $t\bar{t}$ à haute multiplicité de jets et à la détermination du bruit de fond multi-jets pour les événements avec leptons de bas p_T . Afin d'extraire des limites sur des modèles particuliers, le lissage prend également en compte la forme de la distribution en $M_{\text{eff}}^{\text{inc}}$ (ou en $E_T^{\text{miss}}/M_{\text{eff}}$ pour la région à bas p_T des leptons) dans la région de signal, en la séparant en différents intervalles indépendants. L'utilisation de la forme des distributions permet d'améliorer les limites : dans le modèle cMSSM, le gain est d'environ 100 GeV dans le plan $m_0/m_{1/2}$.

Les limites obtenues sont montrées dans la Figure 10 pour deux modèles. Dans le modèle cMSSM, pour $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$, les masses en dessous de 1200 GeV sont exclues. Pour les modèles simplifiés de production de gluinos avec courte chaîne de désintégration et $x = 1/2$, la limite est posée à 960 GeV pour de très basses masses de neutralino - l'analyse avec lepton de bas p_T permet à la limite d'approcher la diagonale dans le plan des masses. Dans cette région comprimée, à basses masses de gluino, l'incertitude sur la radiation de l'état initiale joue un rôle important. Il convient toutefois de souligner que la limite en masse obtenue dans un modèle simplifié n'est pas nécessairement l'information la plus pertinente donnée par ce type de résultat. En effet, pour une théorie complète, le mode de production et de désintégration considéré par le modèle simplifié est peut-être présent avec un rapport d'embranchement inférieur à 1. Afin de permettre la ré-interprétation de la limite posée par cette analyse, il convient donc de fournir également la limite sur le produit entre la section efficace et le rapport d'embranchement obtenue pour chaque point dans l'espace des paramètres ; c'est ce qui est fait sur l'axe z de cette même Figure.

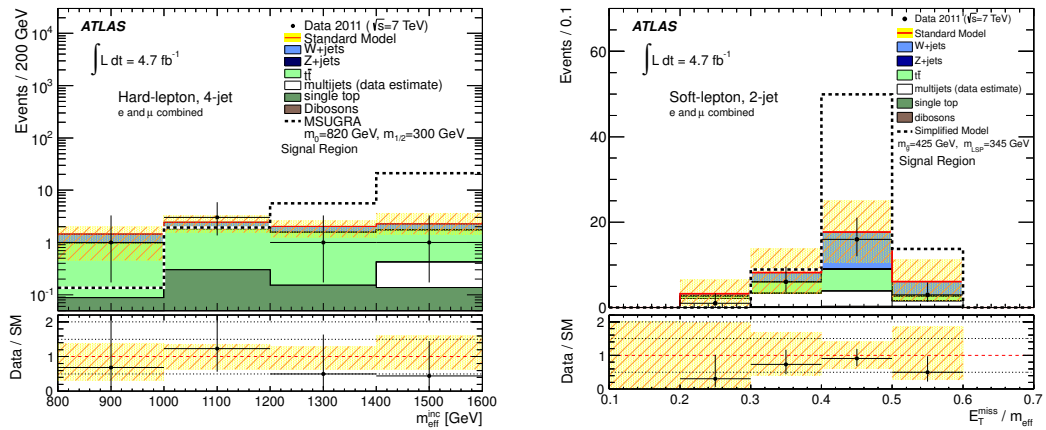


FIGURE 9. – Distributions en M_{eff} dans la SR comprenant un lepton et quatre jets (à gauche) ou en $E_T^{\text{miss}}/M_{\text{eff}}$ dans la SR comprenant un lepton de bas p_T et 2 jets (à droite).

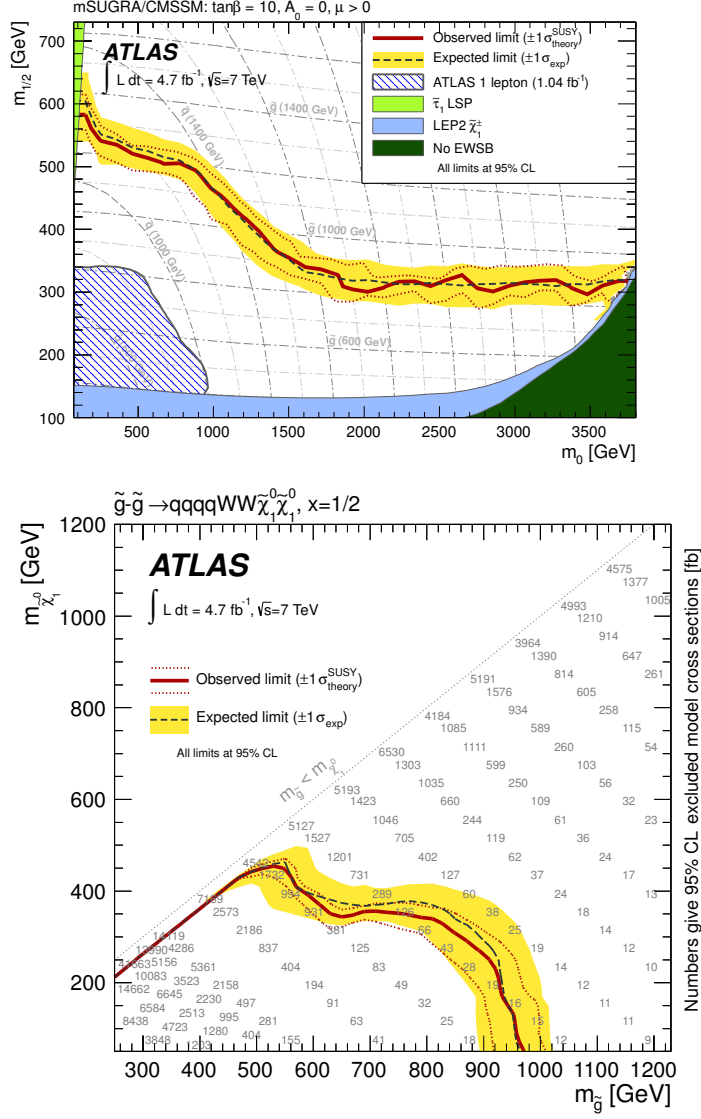


FIGURE 10. – Limites obtenues dans le modèle mSUGRA/CMSSM (en haut) ainsi que dans un modèle simplifié avec production de gluino et $x = 1/2$ (en bas).

4.4 FIN DU RUN-1

En 2012, l'énergie au centre de masse des collisions est augmentée à 8 TeV. Les résultats de l'analyse 1-lepton sont rendus publics sous forme préliminaire avec 5.8 fb^{-1} de données [66], soit un lot de données comparable à celui accumulé à 7 TeV. La publication finale couvrant l'ensemble des 20 fb^{-1} de données collectées à 8 TeV [67] marque la fin du Run-1 du LHC. Cette publication, dont je suis l'éditrice, marque également la fin de mon implication dans cette analyse, comme il sera expliqué dans le prochain chapitre.

4.4.1 Analyse des données à 8 TeV

À 8 TeV, l'analyse se diversifie encore en terme de modèles explorés : les modèles simplifiés considérés couvrent plus d'options en termes de chaînes de désintégration, incluant entre autres des modèles de production de gluinos dans lesquels le squark le plus léger est le squark top et les autres squarks sont découplés. Cela est intéressant pour les cas où le squark top est tout de même assez massif (2.5 TeV) et est ainsi au-delà des limites qui peuvent être placées par la recherche de leur production directe : le gluino produit se désintègre alors à travers un quark stop virtuel en un état final $t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$. Un autre modèle intéressant ici car très difficile à rechercher en production directe est celui dans lequel le gluino est plus massif que le quark stop et que ce dernier est très proche en masse du $\tilde{\chi}_1^0$ et se désintègre exclusivement en $c\tilde{\chi}_1^0$. Plusieurs modèles complets, dont le cMSSM, sont également étudiés, en prenant soin de choisir l'espace des paramètres étudiés de telle sorte à obtenir une masse pour le boson de Higgs le plus léger qui soit compatible avec le boson découvert en 2012[68, 69].

Afin de couvrir ce large spectre d'états finaux, onze (cinquante) régions de signal inclusives (exclusives) sont définies. Celles-ci se divisent selon :

- le p_T du lepton : bas (entre 6 GeV (muon) ou 7 GeV (électron) et 25 GeV) ou encore élevé ($p_T > 25 \text{ GeV}$), afin de couvrir des spectres en masses de sparticules plus ou moins comprimés, respectivement
- le nombre de leptons : exactement 1 ou exactement 2 leptons, afin de couvrir différentes chaînes de désintégration des sparticules
- la multiplicité des jets : d'au plus 2 jets à au moins 6 jets, afin de couvrir la production de squarks ou de gluinos ; certaines régions ont des véto sur la présence de jets supplémentaires pour rester orthogonales entre elles afin d'être combinées
- l'utilisation ou non de la forme de la distribution de la variable discriminante finale ($M_{\text{eff}}^{\text{inc}}$ par exemple) : les régions de signal inclusives permettent de rechercher un excès global ou encore de mettre des limites de façon indépendante des modèles ; les régions de signal exclusives sont formées d'intervalles indépendants dans la variable discriminante, permettant d'utiliser la forme de la distribution afin de mettre des limites plus strictes sur des modèles précis.

En raison de la luminosité instantanée plus élevée par rapport aux années précédentes, le déclenchement sur les leptons demande soit un seuil en p_T plus élevé ou encore une contrainte d'isolation supplémentaire. Comme les leptons non isolés sont importants dans cette analyse (afin de permettre l'estimation du bruit de fond multi-jets par la méthode de la matrice) et comme l'analyse demande des leptons de relativement bas p_T , le déclenchement utilisé ici se base non seulement sur la présence d'un

électron ou d'un muon non isolé, mais également sur la présence d'énergie transverse manquante. Pour les leptons de très basse impulsion transverse, le déclenchement se base uniquement sur $l'E_T^{\text{miss}}$.

L'algorithme d'étiquetage des b est encore une fois mis à jour afin d'utiliser un nouvel algorithme de type réseau de neurones : à une efficacité d'identification de 60% correspond un facteur de rejet de 585 (8) pour les jets provenant de quarks légers ou de gluons (de quarks charmés).

La technique d'analyse des canaux à 1-lepton est celle qui a déjà été établie :

- la méthode de la matrice est employée pour le bruit de fond multi-jets
- des régions de contrôle sont définies à basses valeurs de E_T^{miss} et de m_T pour les bruits de fond principaux $t\bar{t}$ et W +jets, en séparant ces deux bruits de fond par la présence ou l'absence d'un jet étiqueté comme b
- une fonction de vraisemblance globale est construite, incluant les régions de signal et de contrôle : les normalisations des bruits de fond principaux sont des paramètres libres fixés par le lissage
- l'extrapolation entre les régions de contrôle et de signal est vérifiée dans des régions dites de validation
- la forme des distributions est utilisée dans la fonction de vraisemblance lorsque les limites sont placées sur des modèles spécifiques.

Pour illustration, la région de signal demandant 1 lepton avec $p_T > 25$ GeV est montrée à la Figure 11 de même que ses régions de contrôle et de validation associées. La distribution en $M_{\text{eff}}^{\text{incl}}$ correspondante y est également présentée, après le lissage. Les plus grandes incertitudes systématiques sur l'estimation du bruit de fond dans les diverses régions de signal demandant un lepton sont reliées à la modélisation du bruit de fond $t\bar{t}$ et, pour les régions de signal demandant un lepton de bas p_T , à la mesure du bruit de fond multi-jets.

La limite obtenue dans un modèle simplifié avec production de gluino et $x = 1/2$ est montrée à la Figure 11 : la limite sur la masse des gluinos atteint 1.26 TeV à basses masses de $\tilde{\chi}_1^0$. On y voit que l'analyse demandant un lepton de bas p_T permet de mieux couvrir la région comprimée du spectre alors que celle à haut p_T permet de sonder les plus grandes masses, et que la combinaison statistique des deux permet de gagner dans la région où leur sensibilité est comparable. De plus, on peut comparer ces limites à celles obtenues par l'analyse des données à 7 TeV : le gain en sensibilité est clair. La limite sur la section efficace n'est pas montrée pour chaque point dans ce graphique, mais est disponible en ligne sur HepData [70] pour ré-interprétation par la communauté dans des modèles plus complets.

4.5 STATUT DE LA RECHERCHE DE SUPERSYMMÉTRIE À LA FIN DU RUN-1

La recherche de supersymétrie avec conservation de la parité R au Run-1 du LHC s'est tout d'abord concentrée sur les modèles qui pouvaient être à portée de main dès le démarrage, soit la production de gluinos ou de squarks de première et deuxième génération. Le canal comportant un lepton s'est avéré très intéressant pour cette recherche, permettant de mettre des limites importantes sur cette production dès les premières données, complémentaires à l'analyse 0-lepton. Avec l'accroissement des données et de l'énergie au centre de masse des collisions, les analyses se sont perfectionnées et les modèles choisis pour guider les recherches se sont multipliés, avec une emphase particulière sur les modèles simplifiés qui permettent une ré-interprétation des résultats en dehors de la collaboration. Pour ce faire, le groupe de supersymétrie

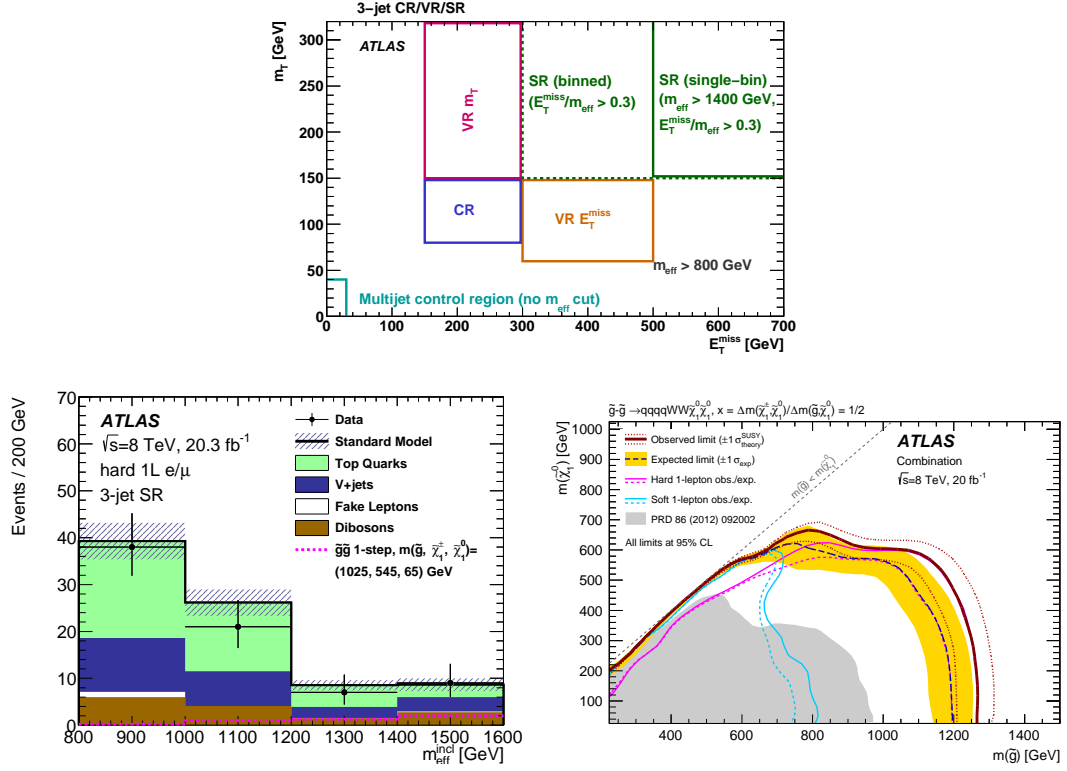


FIGURE 11. – En haut : régions d’analyse pour le canal à 1 lepton de haut p_T et trois jets. La CR est divisée en deux (W +jets ou $t\bar{t}$) selon l’étiquetage b des jets. Il y a deux régions de validation (VR) afin de tester l’extrapolation en E_T^{miss} ou en m_T , et la SR diffère selon qu’elle soit inclusive (*single-bin*) ou séparée en intervalle (*binned*). En bas à gauche : distribution en $M_{\text{eff}}^{\text{incl}}$ correspondante après le lissage. En bas à droite : limites dans un modèle simplifié avec production de gluino et $x = 1/2$, pour l’analyse 1-lepton de bas p_T (cyan), de haut p_T (magenta) ainsi que pour leur combinaison (rouge), comparées aux résultats obtenus à 7 TeV (gris).

d’ATLAS a porté une attention particulière à mettre sur HepData les informations nécessaires à une telle ré-interprétation.

De plus, l’accroissement des données a permis de diversifier les états finaux étudiés, incluant des programmes spécifiques pour la recherche de production directe de squarks de troisième génération ou de particules électrofaibles, ainsi que pour la recherche de particules ayant des signatures plus exotiques dans le détecteur (e.g. des particules méta-stables).

Une sélection représentative des résultats est présentée dans la Figure 12.

ATLAS SUSY Searches* - 95% CL Lower Limits

Status: Feb 2015

ATLAS Preliminary

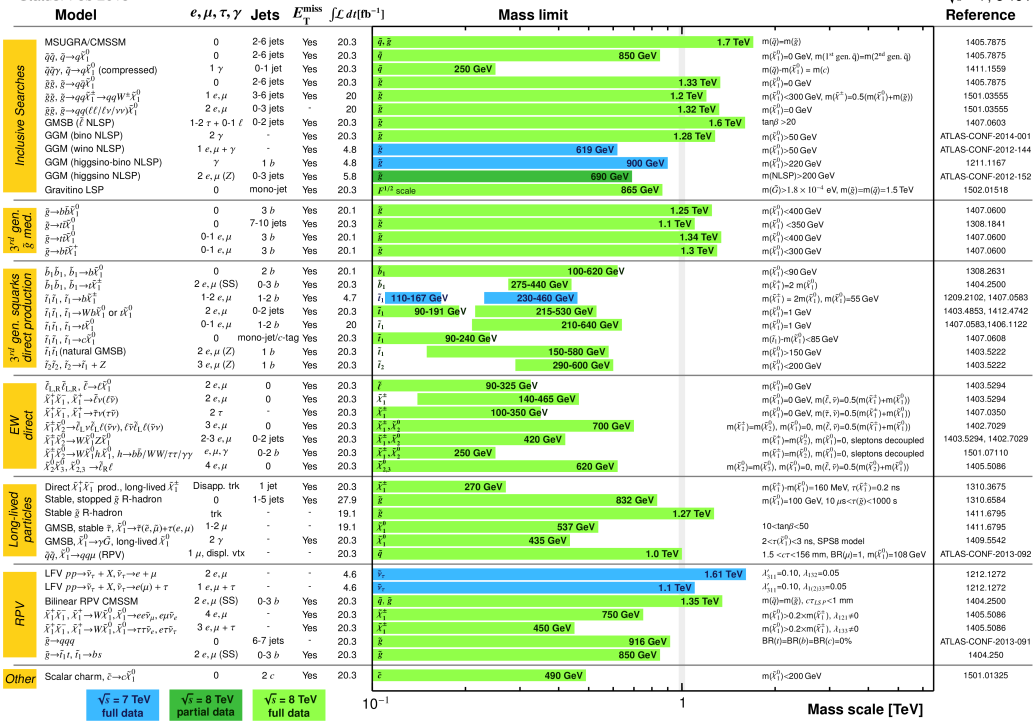
 $\sqrt{s} = 7, 8 \text{ TeV}$ 

FIGURE 12. – Résumé des recherches de supersymétrie par la collaboration ATLAS en février 2015, soit environ un mois après que l'analyse 1-lepton à 8 TeV ait été publiée. Seule une sélection représentative des résultats est présentée.

LA RECHERCHE DE MATIÈRE NOIRE AVEC L'ANALYSE MONO-PHOTON

Mon arrivée au LPSC de Grenoble à la fin 2011 marque le début d'une période de transition dans ma recherche, qui dure de 2012 à 2015. Durant cette période, je continue de travailler à la recherche de supersymétrie dans le canal à 1-lepton sur les données à 7 et 8 TeV, comme mentionné précédemment, mais je commence également à travailler sur le canal mono-photon dans le groupe exotique comme expliqué dans ce chapitre. Cette transition est non seulement intéressante du point de vue de la physique, mais également au vu de l'expertise du groupe ATLAS local qui est impliqué dans la physique exotique, a de l'expérience avec les photons comme objet de recherche de nouvelle physique et une expertise dans la calorimétrie à argon liquide.

5.1 L'ANALYSE MONO-PHOTON À 8 TEV

La recherche de squarks de première et deuxième génération est bien couverte comme mentionné précédemment par les analyses de type x lepton(s) + y jet(s) + E_T^{miss} , où x et y varient selon les régions de signal afin de couvrir un grand espace des paramètres possibles. En particulier, la production de squarks se désintégrant directement en $q\tilde{\chi}_1^0$ est couverte par l'analyse 0-lepton [71] des données à 8 TeV, comme montré à la Figure 13. Dans cette Figure, on remarque toutefois que certains modèles à relativement basses masses de squarks demeurent possibles si la masse des squarks est proche de celle du neutralino le plus léger, i.e. si le spectre est comprimé (proche de la diagonale dans la Figure). Dans cette région, les jets issus de la désintégration des squarks sont trop peu énergétiques pour être sélectionnés.

C'est dans ce contexte qu'un article publié en 2012 attire mon attention [72] : dans cette publication, les auteurs suggèrent d'utiliser une analyse de type mono-photon afin de sonder ce type de modèles. Issu de la radiation initiale ou encore d'un squark, le photon de haute impulsion transverse permet de sélectionner l'événement qui serait autrement invisible. De plus, l'analyse permet de sonder la production directe de particules autrement invisibles au détecteur, comme des candidats génériques à la matière noire qui seraient produits en paire, accompagnés d'un photon provenant de la radiation initiale, comme montré à la Figure 14. Dans ce dernier cas, plusieurs modèles sont possibles ; celui utilisé dans l'analyse des données à 7 TeV préalablement publiée par la Collaboration ATLAS [73] se basait sur un modèle de théorie effective (EFT) qui souffre de certains problèmes qui seront mentionnés plus loin. L'analyse mono-photon des données à 8 TeV sera donc pionnière dans l'utilisation d'un modèle simplifié dans lequel la matière noire est produite via un médiateur défini.

Joignant l'analyse en 2012, je deviens en charge de celle-ci pour la publication [74]. Je co-supervise Mengqing Wu de 2012 à 2015 : cette analyse sera le sujet de sa thèse

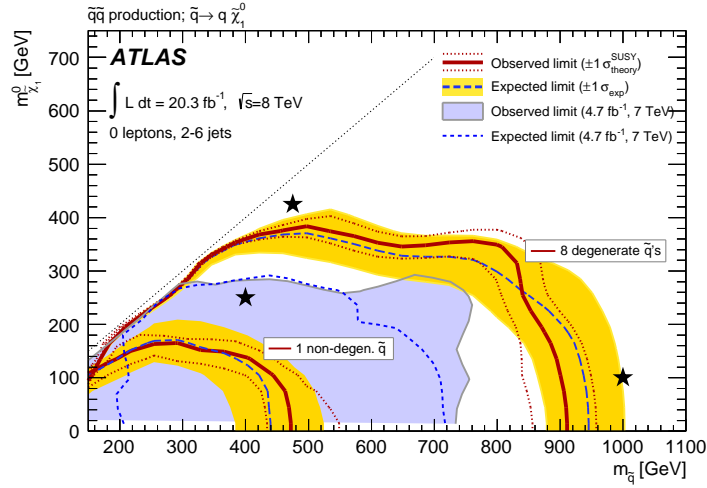


FIGURE 13. – Limites placées par l’analyse o-lepton des données à 8 TeV pour un modèle de production de squarks de première et deuxième génération se désintégrant selon $q\tilde{\chi}_1^0$.

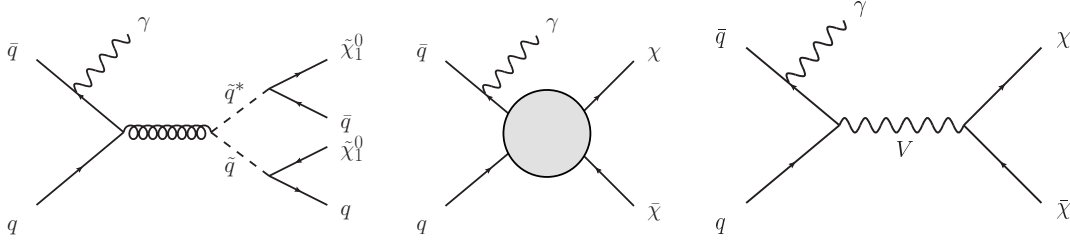


FIGURE 14. – Exemples de processus pouvant donner lieu à une signature de type mono-photon : production de squarks dans un spectre dit comprimé avec émission de photon (gauche) et production de particules de matière noire accompagnées d’un photon provenant de la radiation initiale dans un modèle de théorie effective (centre) et dans un modèle où le médiateur est défini (droite).

de doctorat [75]. L’analyse des 20.3 fb^{-1} de données à 8 TeV est ré-optimisée à partir de l’analyse des données à 7 TeV. Dans cette analyse, la présence d’un photon bien identifié, isolé dans le calorimètre et de haute énergie transverse est requise, de même qu’une large valeur d’ E_T^{miss} , les contraintes liées au système de déclenchement définissant les valeurs seuils. Les événements inclus dans la région de signal ne doivent contenir aucun lepton (électron ou muon) afin de rejeter les événements contenant des désintégrations leptoniques de bosons W/Z , et au plus un jet, la présence d’un jet étant permise afin d’augmenter l’acceptance du signal (qui peut contenir un jet de la radiation initiale) et de diminuer les incertitudes reliées à la radiation initiale. Les valeurs exactes des sélections sont montrées dans la Table 5.

5.1.1 Bruits de fond : sources et estimation

Dans cet état final, le bruit de fond dominant et irréductible vient de la production d’événements $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + \gamma$. À cela s’ajoutent d’autres processus du Modèle Standard

TABLE 5. – Définition des différentes régions de l'analyse décrites dans le texte. Les sélections sur le photon s'appliquent à celui le plus énergétique. Le photon est isolé si l'énergie dans le calorimètre dans un cône $\Delta R = 0.4$ autour du photon, corrigée pour d'éventuelles fuites de l'énergie du photon hors du cône et pour les effets d'empilement, est < 5 GeV. Les électrons sont définis avec $p_T > 7$ GeV et $|\eta| < 2.47$ et les muons, avec $p_T > 6$ GeV et $|\eta| < 2.5$.

| | SR | CR1mu | CR2mu | CR2e | VR |
|--|--|---|-------|------|-------------|
| Photon | $ \eta < 1.37$ | $ \eta < 1.37$ ou $1.52 < \eta < 2.37$ | | | |
| | $E_{\text{T}} > 125 \text{ GeV}$, identifié avec le critère <i>tight</i> , isolé | | | | |
| $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ | $> 150 \text{ GeV}$ | | | | 100–150 GeV |
| $\Delta\phi(\gamma, E_{\text{T}}^{\text{miss}})$ | > 0.4 | | | | 0.4–3.0 |
| Jets | 0 ou 1 avec $p_{\text{T}} > 30 \text{ GeV}$, $ \eta < 4.5$ et $\Delta\phi(\text{jet}, E_{\text{T}}^{\text{miss}}) > 0.4$ | | | | |
| $\Delta\phi(\text{jet}, \gamma)$ | | | | | < 2.7 |
| N_e, N_{μ} | 0, 0 | 0, 1 | 0, 2 | 2, 0 | 0, 0 |
| $\Delta R(e/\mu, \gamma)$ | > 0.5 | | | | |
| $m_{ee/\mu\mu}$ | $> 50 \text{ GeV}$ | | | | |

qui doivent également être considérés, bien qu'étant des bruits de fond en théorie réductibles, les principaux provenant de :

- lepton(s) non-identifié(s) (événements $W(\rightarrow \ell\nu) + \gamma$ ou $Z(\rightarrow \ell\bar{\ell}) + \gamma$)
- la mauvaise reconstruction d'un jet menant à une large valeur d' E_T^{miss} (événements $\gamma + \text{jet}$)
- l'identification erronée d'un électron ou d'un jet comme un photon (événements $W(\rightarrow \ell\nu) + \text{jet}$ ou $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + \text{jet}$) qui peut également être accompagnée d'une mauvaise reconstruction d'un jet menant à une large valeur d' E_T^{miss} (événements di-jet)

La contribution des bruits de fond contenant un vrai photon et de la vraie impulsion transverse manquante dans l'état final est estimée à l'aide des techniques utilisées dans les analyses supersymétriques décrites précédemment et que j'ai importées dans cette analyse, c'est-à-dire en normalisant les prédictions des simulations MC aux données dans des régions de contrôle grâce à un lissage simultané des différentes régions (dont les sélections sont montrées dans la Table 5). Le bruit de fond $W\gamma$ est enrichi dans une CR dans laquelle la présence d'un muon est requise (CR1mu)¹. De même, des régions de contrôle contenant une paire d'électrons ou de muons (CR2e et CR2mu) sont utilisées pour extraire la normalisation du bruit de fond $Z\gamma$. Dans ces régions, la variable E_T^{miss} est calculée en considérant les leptons présents comme étant invisibles, afin d'avoir une sélection cohérente entre les régions de contrôle et la région de signal. Des seuils sont également appliqués sur $\Delta R(e/\mu, \gamma)$ et $m_{ee/\mu\mu}$ afin de rendre la sélection compatible avec les filtres utilisés au niveau du générateur MC. Afin d'augmenter la statistique dans ces régions, la sélection sur la centralité du photon est relaxée.

La contribution des bruits de fond contenant des photons provenant d'une mauvaise identification est estimée directement à partir des données. La probabilité de mal identifier un électron comme un photon est mesurée en regardant le rapport

1. Une région de contrôle $W\gamma$ basée sur la présence d'un électron aurait également pu être définie, mais celle-ci n'aurait pas la même pureté que CR1mu, avec une contribution d'événements de type $\gamma + \text{jets}$ où un jet est mal identifié comme un électron par exemple.

d'événements de type $e\gamma$ et ee compatibles avec la masse du boson Z , après soustraction d'une possible contamination multi-jets grâce aux événements latéraux au pic de masse invariante. Cette probabilité est mesurée en fonction de p_T et η et est appliquée à un échantillon ayant les mêmes sélections que la région de signal, mais avec un électron sélectionné à la place du photon, afin d'évaluer le nombre d'événements attendus. La contribution à la région de signal de jets identifiés comme des photons est quant à elle estimée à l'aide d'une méthode de la matrice jouant sur l'isolation et l'identification des photons, de façon similaire à la méthode utilisée pour estimer les faux leptons décrite dans la Section 4.2.2.

Finalement, la très faible contribution d'événements de type γ +jet, dans lequel un jet mal mesuré crée une grande valeur d' E_T^{miss} , est estimée à partir du MC, et validée en utilisant une région des données similaire à la SR, mais pour laquelle la sélection sur $\Delta R(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$ est renversée. En effet, dans ce type d'événements, on s'attend à ce que le vecteur d' E_T^{miss} tende à être aligné avec un jet mal mesuré.

Ces techniques sont vérifiées dans une région de validation définie à plus petites valeurs d' E_T^{miss} que la SR et pour laquelle le critère de centralité du photon est relaxé, comme dans les CRs (voir la Table 5). À plus basses valeurs d' E_T^{miss} , la contribution des événements de type γ +jet et di-jet augmente ; pour limiter ce genre de bruit de fonds dans la VR, les événements où les photons sont dos-à-dos dans le plan azimutal avec un jet sont enlevés en appliquant une sélection sur $\Delta R(\text{jet}, \gamma)$. Finalement, afin de minimiser une possible contamination de la VR par des événements de signal, les événements pour lesquels le photon et le vecteur d' E_T^{miss} sont dos-à-dos dans le plan azimutal sont enlevés. Dans la VR, 307 événements sont observés, pour $272 \pm 17(\text{stat}) \pm 14(\text{syst})$ attendus, soit un accord raisonnable.

Dans la SR, ce sont 521 événements qui sont observés contre $N_{\text{attendu}}^{\text{SR}} = 557 \pm 36(\text{stat}) \pm 27(\text{syst})$; la distribution des événements en fonction de l'énergie transverse manquante est montrée dans la Figure 15. Les systématiques principales affectant l'estimation du bruit de fond sont celles sur la probabilité pour un électron d'être mal identifié comme un photon (4.6% d'incertitude relative sur $N_{\text{attendu}}^{\text{SR}}$), et l'incertitude sur l'efficacité d'identification des électrons et muons affectant le veto dans la SR et la sélection dans les CR (1.3% et 0.7% d'incertitude relative sur $N_{\text{attendu}}^{\text{SR}}$).

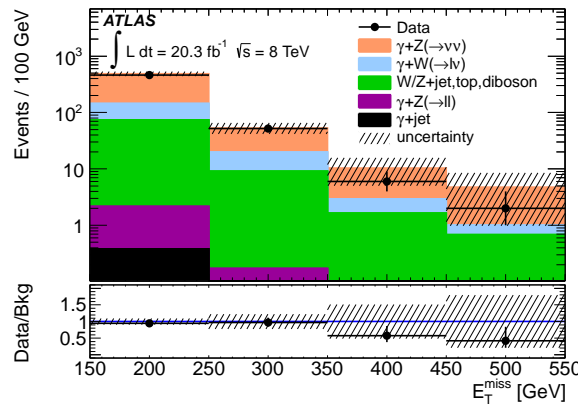


FIGURE 15. – Distribution des événements dans la région de signal en fonction d' E_T^{miss} pour les données et le bruit de fond attendu après le lissage incluant les régions de contrôle. Les incertitudes statistiques et systématiques sur le bruit de fond attendu sont combinées dans la bande hachurée.

5.1.2 Interprétation

En l'absence d'excès dans les données, une limite indépendante du modèle est placée sur la section efficace effective, $\sigma_{eff} = \sigma \times A \times \epsilon$, d'un processus de physique au-delà du MS, où σ est la section efficace de production et $A \times \epsilon$, la fraction d'événements sélectionnée dans la SR en raison des coupures d'acceptance (A) et de l'efficacité de reconstruction (ϵ) : $\sigma_{eff} < 7.7$ fb à 95% de niveau de confiance. La valeur ϵ minimale observée dans les échantillons MC de signal à disposition est de 69%, une information qui permet de réinterpréter facilement le résultat dans des signaux similaires sans avoir à recourir à une simulation complète des effets expérimentaux. De telles limites ainsi que les informations nécessaires à la ré-interprétation de l'analyse sont également fournies dans HepData pour les publications subséquentes dont il sera question plus loin.

Limites sur les squarks

La limite en fonction de $m_{\tilde{q}}$ et de $\Delta_m = m_{\tilde{q}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ est montré à la Figure 16 pour un modèle dans lequel seules les deux premières générations de squarks sont considérées et sont dégénérées en masse. Plus le degré de compression du spectre de masse est élevé (basses valeurs de Δ_m), moins l'énergie hadronique (voir Figure 14) est importante et plus l'acceptance et donc la sensibilité de l'analyse mono-photon augmente, excluant les squarks jusqu'à une masse de 260 GeV. Les systématiques liées à la radiation initiale et finale, aux échelles de renormalisation et de factorisation et au choix de fonction de distribution partonique sont prises en compte; les deux dernières affectant principalement la section efficace de production, leur effet est montré explicitement autour de la limite observée. Cette limite est également reprise dans le graphique résumant les résultats de recherches de la supersymétrie, déjà présenté dans la Figure 12.

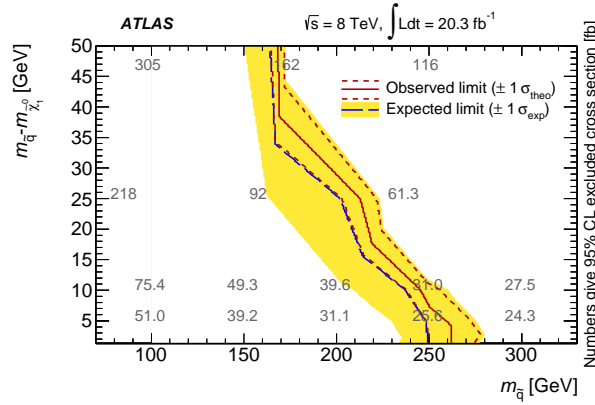


FIGURE 16. – Limites attendue et observée sur le degré de compression du spectre en fonction de la masse des squarks.

Du modèle EFT au modèle simplifié de la production de matière noire

Dans le modèle EFT de production de la matière noire au LHC [76], les détails de l'interaction sont absorbés par un couplage effectif défini par un opérateur de dimension supérieure à 4 ; le grand intérêt de ce modèle est qu'il est générique et ne dépend

que de deux paramètres libres : la masse du candidat à la matière noire, m_χ , et l'échelle de suppression, M_* . En outre, dans ce modèle, la production de matière noire au LHC ($q\bar{q} \rightarrow \chi\bar{\chi}$), la détection directe de matière noire ($\chi q \rightarrow \chi q$) et la détection indirecte de matière noire ($\chi\bar{\chi} \rightarrow q\bar{q}$) sont reliées de façon évidente (voir les différentes rotations qu'on peut effectuer sur le diagramme de la Figure 14), ce qui permet une comparaison des résultats provenant des différents types de recherche. Différents opérateurs peuvent être considérés, comme par exemple un couplage de type vecteur $\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{q}\gamma^\mu q$ ou pseudo-vecteur $\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}\gamma^\mu\gamma^5q$, tous deux de dimension 6 et ayant un coefficient en $1/M_*^2$.

Pour être valide, un modèle EFT suppose que l'énergie transférée dans les collisions Q_{tr} est insuffisante pour sonder la nature microscopique de l'interaction, or ce n'est pas toujours le cas au LHC, tel que mis en évidence dans la référence [77]... En supposant que l'interaction microscopique sous-jacente est l'échange d'un médiateur V de masse m_V dans la voie s , pour que le modèle EFT soit valide, $Q_{tr} \ll m_V$ où $m_V = M_*\sqrt{g_f g_\chi}$, g_f et g_χ étant les couplages de V aux particules du MS et aux particules de matière noire, respectivement. Tel que montré dans la Figure 17, la limite sur M_* obtenue est d'au plus 760 GeV pour un opérateur vectoriel. Si on suppose $\sqrt{g_f g_\chi} = 4\pi$, soit le couplage effectif maximal permis pour rester dans le domaine perturbatif, alors la limite est entièrement valide. Par contre, pour $\sqrt{g_f g_\chi} = 1$, une grande partie des événements prédits pour le signal dans le MC ne respecte par la contrainte de validité sur Q_{tr} . En ne considérant que les événements qui respectent la contrainte dans le calcul du signal prédit, on obtient une limite beaucoup moins forte, tel que montré dans la Figure 17, et l'analyse perd toute sensibilité au-delà d'une certaine valeur de m_χ .

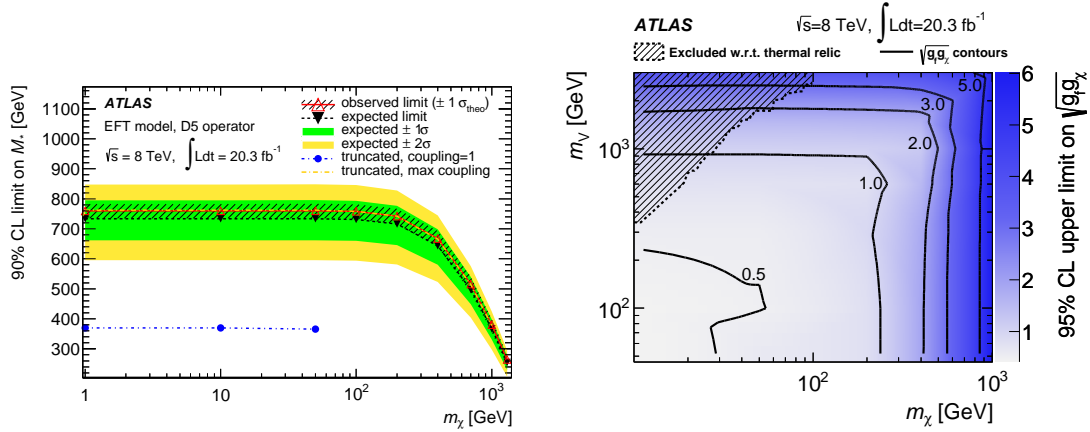


FIGURE 17. – À gauche : Limites attendue et observée sur l'échelle de suppression M_* en fonction de la masse de la particule de matière noire m_χ pour un modèle EFT avec opérateur vectoriel ; l'effet du critère de validité du modèle EFT est également montré pour deux couplages effectifs (voir le texte). La limite est montrée pour un niveau de confiance de 90% car les expériences de détection directe utilisent ce critère. À droite : Limite observée dans un modèle simplifié sur le couplage effectif $\sqrt{g_f g_\chi}$ en fonction de la masse du médiateur vectoriel, m_V et de m_χ , pour une largeur de médiateur $\Gamma = m_V/3$. La région hachurée correspond à une trop grande densité relicue de matière noire.

Face à ce problème de validité, de nombreuses discussions ont eu lieu au sein de la communauté, notamment au sein du Dark Matter Forum, regroupant des théoriciens et des expérimentateurs d'ATLAS et de CMS et auquel j'ai amplement participé. Ces discussions mèneront à des recommandations qui seront utilisées au Run-2 et discutées dans la Section 5.2.1, mais l'analyse mono-photon fait office de précurseur en publiant pour la première fois une interprétation considérant un modèle simplifié dans lequel le médiateur V est produit explicitement. Cela apparaît crucial, même si l'interprétation devient moins générale et a plus de paramètres libres : m_χ , m_V , la largeur du médiateur Γ et $\sqrt{g_f g_\chi}$. La limite est donnée en fonction des masses sur $\sqrt{g_f g_\chi}$ pour une valeur de Γ donnée, comme montré à la Figure 17.

5.2 L'ANALYSE MONO-PHOTON À 13 TEV

L'analyse est refaite avec les premiers 3.2 fb^{-1} de données du Run-2, accumulés en 2015 [78]; en parallèle à ce travail d'analyse, je suis en charge du sous-groupe *Jets and Dark Matter* du groupe exotique d'ATLAS pendant un an, ce qui implique la coordination d'une quinzaine d'analyses dont certaines seront brièvement décrites au prochain chapitre. L'analyse des 36.1 fb^{-1} de données disponibles à la fin 2016 fait également l'objet d'une publication dont je suis éditrice [79]. La stratégie d'estimation des bruits de fond suivant globalement celle présentée dans la section précédente, seules les différences et les résultats sont explicités dans cette section.

5.2.1 Analyse des 3.2 fb^{-1} de données accumulées en 2015

Les toutes premières données à 13 TeV sont analysées : bien que les 3.2 fb^{-1} de données ne soient qu'une fraction de la luminosité intégrée analysée dans la précédente publication, l'augmentation de l'énergie au centre de masse permet d'augmenter la sensibilité de l'analyse.

Sélection et estimation du bruit de fond

Les sélections définissant la SR sont très similaires à l'analyse précédente, à part :

- une augmentation du seuil en p_T des photons, qui passe de 125 à 150 GeV
- le relâchement du critère de centralité qui passe de $|\eta| < 1.37$ à 2.37 (excluant la région de transition du calorimètre électromagnétique $1.37 < |\eta| < 1.52$), l'optimisation et la bonne qualité des données ne justifiant pas la sélection plus stricte
- le changement de critère d'isolation du photon, qui passe d'une coupure fixe de 5 GeV sur l'énergie mesurée dans un cône de $R = 0.4$ autour du photon à une coupure en énergie dépendant du p_T : $2.45 \text{ GeV} + 0.022 p_T$
- une acceptation plus large pour les muons, passant de $|\eta| < 2.5$ à $|\eta| < 2.7$
- une sélection sur le point de croisement entre la trajectoire du photon et l'axe du faisceau, $|z| < 0.25 \text{ m}$, est maintenant appliquée afin d'éliminer le possible bruit de fond provenant de muons créés lors de l'interaction du faisceau avec les collimateurs placés en amont du détecteur. Ces muons, traversant de façon quasi horizontale le calorimètre, peuvent être mal identifiés comme des photons ; cette sélection, très peu contraignante en $|z|$ pour de vrais photons provenant du point d'interaction, permet d'éliminer ce bruit de fond sans affecter l'acceptance du signal.

La définition des jets et de E_T^{miss} est également revue afin de mieux combattre les effets d'empilement plus présents au Run-2. La sélection des jets inclut maintenant un critère sur leurs compatibilité avec le vertex primaire (pour ceux ayant $p_T < 50$ GeV et $|\eta| < 2.4$). La portion de E_T^{miss} non-associée aux objets calibrés (photon, jets, leptons) est maintenant calculée seulement à partir des traces qui peuvent être reliées au vertex primaire, et ne prend plus en compte les dépôts calorimétriques non associés que les effets d'empilement peuvent affecter significativement.

L'estimation des bruits de fond $W\gamma$ et $Z\gamma$ est basée sur des CRs similaires à l'analyse précédente : l'inversion du véto sur les leptons définit trois régions enrichies en ces processus. Grâce à de nouveaux échantillons MC de bruit de fond plus inclusifs, le seuil sur $m_{\ell\ell}$ peut être relâché, passant de 50 à 20 GeV, et la sélection sur $\Delta R(\ell, \gamma)$ n'est plus appliquée. Dans cette version de l'analyse, le bruit de fond γ -jets est maintenant normalisé à l'aide d'une région de contrôle dédiée. Cette CR est définie à plus basses valeurs de E_T^{miss} que la SR, $85 < E_T^{\text{miss}} < 110$ GeV, et une sélection est appliquée afin de supprimer une éventuelle contamination provenant du signal : $\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}}) < 3.0$. Les électrons et les jets mal identifiés comme des photons sont estimés de façon similaire à l'analyse précédente.

Après avoir effectué le lissage simultané des différentes régions de l'analyse, le nombre d'événements de bruit de fond attendu dans la SR est 295 ± 34 , à comparer aux 264 événements observés dans les données. L'incertitude sur l'estimation du bruit de fond est dominée par l'incertitude statistique provenant du faible nombre d'événements dans les CRs di-leptoniques ; la principale source d'incertitude systématique est celle sur le taux d'électrons mal identifiés comme des photons (5.8%) - elle est liée au faible nombre d'événements disponible dans les données pour calculer ce taux.

Interprétation

Comme mentionné brièvement à la Section 5.1.2, les modèles simplifiés de production de matière noire remplacent les modèles EFT utilisés précédemment, suivant la publication de recommandations auxquelles j'ai participé, à travers le workshop DM@LHC [80], le Dark Matter Forum[81] et finalement de LHC DM Working Group[82]. Dans le modèle recommandé, le médiateur est de type vecteur ou axial-vecteur et les paramètres m_V et m_χ sont libres de varier. Les valeurs des autres paramètres sont fixées de telle façon à éviter les contraintes pré-existantes tout en produisant un signal visible dans plusieurs types de recherche (qui seront mentionnés dans le prochain chapitre) : g_q , le couplage du médiateur aux quarks de toutes saveurs, est fixé à 0.25 et g_χ à 1.0. La largeur du médiateur est calculée comme la valeur minimum compatible avec ces couplages ($\Gamma/m_V \approx 2-6\%$).

Le résultat est montré dans la Figure 18 (gauche) dans le plan m_χ versus m_V (aussi appelé m_{med} car V est le médiateur de l'interaction). Pour un médiateur de type axial-vecteur et les couplages choisis, m_{med} est exclus jusqu'à 710 GeV pour $m_\chi < 150$ GeV. La forme 'triangulaire' de la limite s'explique par le mécanisme de production des particules de matière noire : au-dessus de la diagonale $m_{\text{med}} < 2m_\chi$, les particules de matière noire sont produites à travers un médiateur hors de sa couche de masse, ce qui réduit dramatiquement la section efficace de production et donc la sensibilité de l'analyse ; en-dessous de cette diagonale, le médiateur peut être produit sur sa couche de masse, mais la section efficace diminue en fonction de m_{med} , jusqu'à une valeur au-delà de laquelle la sensibilité de l'analyse devient trop petite pour générer une limite. La densité relique de matière noire peut également être calculée ; la courbe des valeurs

de paramètres pour lesquelles elle correspond à celle mesurée est montrée dans le graphique. Sous cette courbe, soit à plus hautes valeurs de m_{med} , l'annihilation des particules de matière noire initialement produites dans l'univers à travers ce médiateur est plus difficile, donnant une densité relique trop élevée ; au-dessus de cette courbe, la densité relique est trop faible. Cette courbe est donnée à titre indicatif, car il faut se rappeler que le modèle considéré est un modèle simplifié ; l'ajout d'autres particules dans le modèle pourrait changer ces conclusions.

Comme discuté dans [82], cette limite peut être également transposée dans le plan utilisé par les expériences de détection directe (Figure 18 (droite)), une masse élevée de médiateur correspondant à une petite section efficace d'interaction χ –proton. Cette comparaison est évidemment dépendante du modèle et des couplages choisis, c'est pourquoi ils sont montrés explicitement dans le graphique. Le but de ce genre de comparaison est de démontrer la complémentarité des approches LHC versus détection directe. Le LHC peut tout à fait produire des particules de matière noire de masse très faible et on peut sélectionner ces événements de façon très efficace : le LHC a donc une bonne couverture de cette région des paramètres ; cette région est toutefois très difficile à couvrir avec les expériences de détection directe en raison des très faibles énergies de recul impliquées, sous les seuils de détection. De façon complémentaire, les expériences de détection directe peuvent sonder de grandes masses dont la production est limitée, voire impossible, au LHC. En cas de découverte dans l'un ou l'autre des types d'expérience, la comparaison permettrait en outre de sonder la viabilité de certaines valeurs de couplages/modèles possibles.

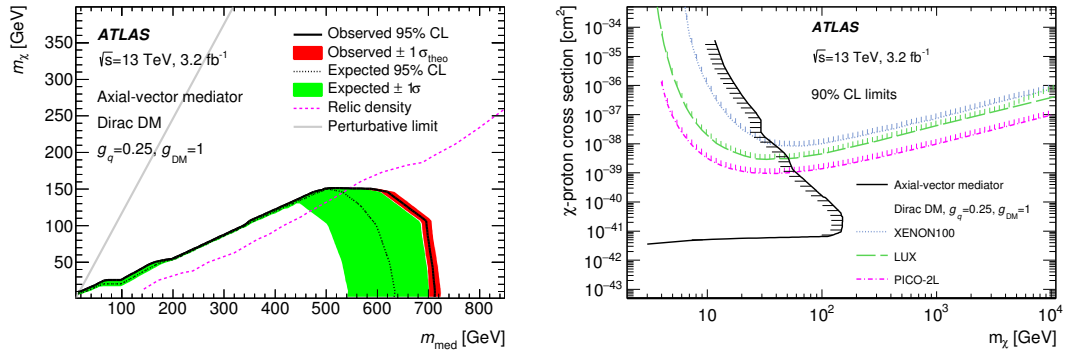


FIGURE 18. – À gauche : Limites attendue et observée sur la masse de la particule de matière noire m_χ en fonction de la masse du médiateur de type axial-vecteur m_{med} pour un modèle simplifié avec $g_q = 0.25$ et $g_\chi = 1.0$. La région à gauche de la ligne grise est exclue théoriquement tandis que la ligne rose représente les valeurs pour lesquelles la densité relique est celle mesurée. À droite : La limite observée dans ce modèle et pour ces paramètres, cette fois présentée avec un niveau de confiance de 90% dans le plan de la section efficace χ –proton en fonction de m_χ , comparée aux limites de diverses expériences de détection directe.

5.2.2 Analyse des 36.1 fb^{-1} de données accumulées jusqu'à la fin 2016

Une année plus tard, à la fin 2016, dix fois plus de données sont déjà accumulées par rapport à la première publication du Run-2, ce qui justifie amplement une nouvelle publication de l'analyse.

Sélection et estimation du bruit de fond

L'augmentation significative de la luminosité intégrée disponible permet de scinder la région de signal unique en trois intervalles exclusifs d' E_T^{miss} , 150–225 GeV (SRE1), 225–300 GeV (SRE2) et > 300 GeV (SRE3), ce qui permet d'augmenter la sensibilité de l'analyse à des modèles particuliers. En effet, le lissage simultané utilise maintenant la forme de la distribution en E_T^{miss} , ce qui aide à différencier le signal du bruit de fond. Les régions de contrôle leptoniques sont également séparées selon les mêmes intervalles, avec des facteurs de normalisation des bruits de fond $W\gamma$ et $Z\gamma$ définis pour chacun d'entre eux. Des régions de signal inclusives, $E_T^{\text{miss}} > 150$ GeV (SRI1), $E_T^{\text{miss}} > 225$ GeV (SRI2) et $E_T^{\text{miss}} > 300$ GeV (même que SRE3), sont également définies afin de rechercher un éventuel excès ou produire des limites indépendantes du modèle.

L'empilement est plus grand dans les données accumulées en 2016 que pour celles accumulées en 2015, entraînant une hausse de la fraction d'événements γ +jets dans la région de signal. Afin de réduire ce bruit de fond de façon efficace sans affecter l'acceptance du signal de façon significative, une sélection est adoptée dans les régions de signal, $E_T^{\text{miss}} / \sqrt{\Sigma E_T} > 8.5 \text{ GeV}^{1/2}$, où ΣE_T est la somme scalaire du p_T de tous les objets et traces contribuant à la reconstruction de l' E_T^{miss} . La résolution de la mesure d' E_T^{miss} due aux mesures calorimétriques étant approximativement proportionnelle à $\sqrt{\Sigma E_T}$, ce ratio représente en quelque sorte la *signifiance* de l' E_T^{miss} : appliquer un seuil élevé sur cette variable permet de sélectionner préférentiellement les événements dans lesquels l' E_T^{miss} provient réellement de particules invisibles au détecteur et non d'objets calorimétriques mal mesurés. Grâce à cette sélection, le bruit de fond γ +jets est réduit à moins de 10% du bruit de fond total dans SRI1, fraction qui décroît avec l' E_T^{miss} , contribuant à moins de 2% dans SRE3. Ce critère n'est par contre appliqué ni dans les régions de contrôles leptoniques, car elles ne souffrent pas de la contamination du bruit de fond γ +jets, ni dans la région de contrôle γ +jet, afin de maintenir un nombre d'événements suffisant.

L'analyse ayant également une nouvelle interprétation en terme de résonance massive se désintégrant dans le canal $Z(\rightarrow \bar{\nu}\nu)\gamma$, une sélection sur la masse invariante $m_{\ell\ell\gamma} < 1 \text{ TeV}$ est appliquée pour CR2e et CR2mu afin d'éliminer une potentielle contamination des CRs par ce signal. Cela a un impact négligeable sur le bruit de fond attendu dans ces régions.

Finalement, à la définition de l'isolation calorimétrique du photon s'ajoute un critère supplémentaire basé sur les traces dans le détecteur interne afin de mieux contraindre les faux photons : la somme scalaire du p_T des traces trouvées dans un cône de $\Delta R = 0.2$ autour du photon (en excluant les traces de conversion des photons $\gamma \rightarrow \bar{e}e$) doit être inférieure à $0.05 E_T^\gamma$.

L'estimation finale du bruit de fond dans les régions de signal est comparée aux données dans la Figure 19 (gauche). L'incertitude totale sur cette estimation varie de 6.1% à 14% selon les régions de signal, croissant avec l' E_T^{miss} . Cette incertitude est dominée par l'incertitude statistique due au nombre d'événements observés dans les

régions de contrôle. Les incertitudes systématiques les plus grandes proviennent de l'estimation du nombre de faux photons provenant des jets, qui augmente de 1.3% à 5.3% selon l'intervalle en E_T^{miss} en raison du nombre décroissant d'événements disponibles pour son estimation, et de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets (1.4%–5.6%) dont l'impact diminue avec l' E_T^{miss} .

Interprétation

Le modèle simplifié de type axial-vecteur utilisé dans la publication précédente est également utilisé ici, comme montré dans la Figure 19 (droite). La limite à basse valeur de m_χ , qui était $m_{\text{med}} < 710$ GeV dans l'analyse précédente, est largement dépassée, atteignant maintenant $m_{\text{med}} < 1200$ GeV. Entre temps, le LHC DM Working Group, duquel je fais partie, a publié des recommandations supplémentaires pour la présentation des résultats[83], suggérant l'addition de quelques modèles supplémentaires afin de mieux voir la complémentarité des différents types de recherche au LHC, comme il sera discuté dans le prochain chapitre. L'analyse mono-photon se fait le précurseur de l'application de ces recommandations en publiant également des limites pour ces nouveaux modèles, comme montré dans la Table 6.

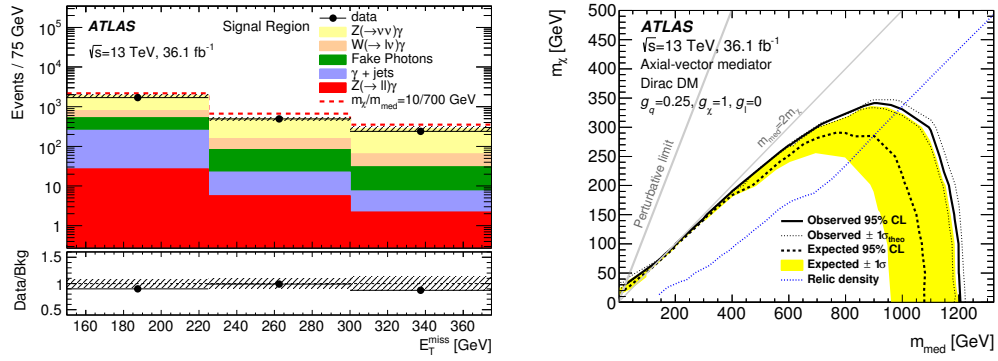


FIGURE 19. – À gauche : Le nombre d'événements observés est comparé au bruit de fond attendu (et son incertitude, représentée par la bande hachurée) dans les différents intervalles d' E_T^{miss} utilisés dans l'analyse. Un exemple de signal attendu est également montré pour un modèle de type axial-vecteur avec $g_q = 0.25$ et $g_\chi = 1.0$. À droite : Limites attendue et observée sur la masse de la particule de matière noire m_χ en fonction de la masse du médiateur de type axial-vecteur m_{med} pour ce modèle simplifié (qui peuvent être directement comparées à la Figure 18).

TABLE 6. – Limites observées à 95% de niveau de confiance sur m_χ et m_{med} pour les quatre modèles recommandés par le LHC DM Working Group. g_ℓ représente le couplage du médiateur aux leptons.

| Médiateur | g_q | g_χ | g_ℓ | Limite sur m_{med} [GeV] à basse valeur de m_χ | Limite sur m_χ [GeV] allant jusqu'à |
|---------------|-------|----------|----------|--|---|
| axial-vecteur | 0.25 | 1.0 | 0 | 1200 | 340 |
| axial-vecteur | 0.1 | 1.0 | 0.1 | 750 | 230 |
| vecteur | 0.25 | 1.0 | 0 | 1200 | 480 |
| vecteur | 0.1 | 1.0 | 0.01 | 750 | 320 |

COUVERTURE DES MODÈLES SIMPLIFIÉS

Au chapitre précédent, un modèle simplifié a été introduit dans lequel un médiateur de type vecteur ou axial-vecteur est produit par une interaction $q\bar{q}$ et se désintègre en une paire invisible de particules de matière noire. Afin de détecter ce genre d'événements, l'analyse discutée précédemment requiert un photon de haute énergie transverse, menant à une signature de type mono-photon. Dans le modèle simplifié, ce photon provient de la radiation initiale. Or il est tout à fait possible de produire un gluon ou encore un boson W ou Z de la même façon, menant à des signatures de type mono-jet ou mono- W/Z , comme montré à la Figure 20 (gauche). Dans ce dernier cas, la signature peut être leptonique, en demandant la reconstruction d'un $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ accompagnée d' E_T^{miss} , ou encore hadronique, dans lequel le Z ou le W se désintègre en quarks et peut être reconstruit à l'aide de jets.

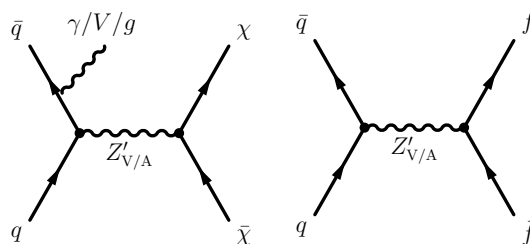


FIGURE 20. – À gauche : processus de production de la matière noire dans un modèle simplifié avec médiateur vecteur ou axial-vecteur et menant à une signature de type mono- X où X est la particule provenant de la radiation initiale (photon, gluon, boson W/Z). À droite : le même modèle peut également donner lieu à une signature résonante dans le spectre de la masse invariante de deux fermions (quarks ou leptons).

Le médiateur se couplant aux quarks par nécessité de production, il peut également se désintégrer en quarks, formant une résonance dans le spectre de masse invariante de deux jets, voir la Figure 20 (droite). Si le médiateur se couple aux quarks b ou encore aux quarks t , on peut également avoir des résonances dans le spectre de masse invariante de deux jets étiquetés b ou encore dans le spectre $m_{t\bar{t}}$, où les tops sont reconstruits hadroniquement ($t \rightarrow W(\rightarrow q\bar{q}')b$) ou leptoniquement ($t \rightarrow W(\rightarrow \ell\nu)b$). Finalement, le médiateur pourrait également se coupler aux leptons, donnant lieu à une résonance dans le spectre de masse invariante $m_{\ell\bar{\ell}}$.

C'est donc un vaste programme de recherche qui implique de nombreuses analyses : ces recherches et leur couverture de l'espace des paramètres a donc fait l'objet d'une publication [84], utilisant les résultats obtenus sur les données 2015 et 2016. Cette méta-analyse couvre non seulement le modèle simplifié décrit ci-haut, mais également

d'autres modèles (médiateurs scalaire ou pseudo-scalaire, modèles contenant deux doublets de Higgs, etc) qui peuvent encore prédire d'autres signatures, comme par exemple des états finaux $\text{Higgs} + E_T^{\text{miss}}$, $t\bar{t} + E_T^{\text{miss}}$ ou encore un Higgs se désintégrant de façon invisible. Je suis en charge de cette analyse de fin 2016 à octobre 2017, date à laquelle je deviens convener du groupe de physique exotique d'ATLAS, supervisant une soixantaine d'analyses.

La comparaison des limites obtenues par les différents types de recherche est présentée dans les Figures 21 et 22 pour les quatre modèles introduits à la fin de la Section 5.2.2 ayant un médiateur de type axial-vecteur ou vecteur, respectivement.

Le graphique du haut de la Figure 21 présente les limites dans le modèle où le médiateur n'interagit pas avec les leptons : c'est le même modèle que précédemment montré dans les Figures 18 et 19. En raison du couplage assez élevé du médiateur aux quarks, les contraintes les plus significatives sont données par les analyses recherchant une résonance di-jet, qui couvrent les masses de médiateur allant de 200 GeV à 2.5 TeV. La dépendance de cette limite sur m_χ est principalement due à l'ouverture du canal de désintégration du médiateur en particules de matière noire, pour $m_{\text{med}} > 2m_\chi$, qui affecte le rapport d'embranchement et influe sur la limite. Différentes analyses résonnantes sont utilisées pour couvrir une large plage en m_{med} . À haute masse, les jets sont très énergétiques et le seuil en énergie appliqué au niveau du système de déclenchement n'est pas un problème dans la sélection des événements d'intérêt (analyse *Dijet*). À plus basse masse, le très haut taux d'événements de type di-jet est prohibitif pour le système de déclenchement. Deux méthodes sont mises en place pour néanmoins pouvoir sonder cette région : une analyse faite directement au niveau du système de déclenchement (*Dijet TLA*), qui permet de ne sauvegarder qu'une quantité minimale d'information sur les événements di-jet d'intérêt et ainsi contourner la limitation sur la bande passante nécessaire, et une analyse recherchant une résonance di-jet accompagnée d'un photon ou d'un jet supplémentaire très énergétique provenant de la radiation initiale afin de répondre au critère du système de déclenchement (*Dijet+ISR*).

De façon complémentaire, les analyses de type mono-X permettent de sonder la région $m_{\text{med}} > 2m_\chi$, comme expliqué dans la Section 5.2.1, jusqu'à $m_{\text{med}} < 1.5$ TeV ; elles sont les seules à couvrir les faibles masses de médiateurs $m_{\text{med}} < 500$ GeV dans cette région. Des analyses de type mono-X, l'analyse mono-photon est la deuxième en terme de couverture de ce modèle, devançant les analyses de type mono-W/Z, mais derrière l'analyse mono-jet. La meilleure sensibilité de l'analyse mono-jet dérive directement de la probabilité d'émission de la radiation initiale (gluon versus photon), car pour ces deux analyses, le bruit de fond est dominé par la production d'un $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})$ accompagné lui aussi de radiation initiale. Ceci n'était pas nécessairement clair au tout début des analyses : en effet, l'un ou l'autre des états finaux aurait bien pu être plus susceptible à du bruit de fond instrumental ou provenant des faisceaux. Le fait que ce type de bruit de fond soit négligeable dans les deux états finaux témoigne de la très grande qualité des données elles-mêmes mais également des algorithmes utilisés pour supprimer ces mauvaises reconstruction. L'analyse mono-photon aura de plus servi de précurseur pour certaines techniques et interprétations (lissage simultané des diverses régions, modèles simplifiés) qui ont par la suite été utilisées dans l'analyse mono-jet.

Le graphique du bas de la Figure 21 présente un modèle dans lequel le couplage aux quarks est réduit (de $g_q = 0.25$ à $g_q = 0.1$) mais un couplage aux leptons est introduit. La recherche de résonance di-jet y est beaucoup moins puissante et la recherche

de résonance dileptonique permet de contraindre presque tout le plan de l'espace des paramètres dans la région $0.15 < m_{med} < 2.8$ TeV. Les limites des analyses de type mono- X sont également affectées à la baisse, les couplages aux quarks réduits diminuant la section efficace de production.

Pour les médiateurs de type vecteur, la situation est sensiblement la même que décrite précédemment pour le cas leptophobic (graphique du haut de la Figure 22). Pour le cas où le couplage aux quarks est réduit et où le couplage aux leptons est très petit (graphique du bas de la Figure 22), la complémentarité des analyses est bien démontrée : les analyses résonantes de type di-jet sont principalement sensibles dans la région $m_{med} < 2m_\chi$ tandis que les analyses de types mono- X couvrent la région $m_{med} > 2m_\chi$. La recherche de résonance dileptonique est quant à elle capable de sonder les très basses masses de médiateurs, n'étant pas limitée comme les analyses de type di-jet par des considérations liées au système de déclenchement.

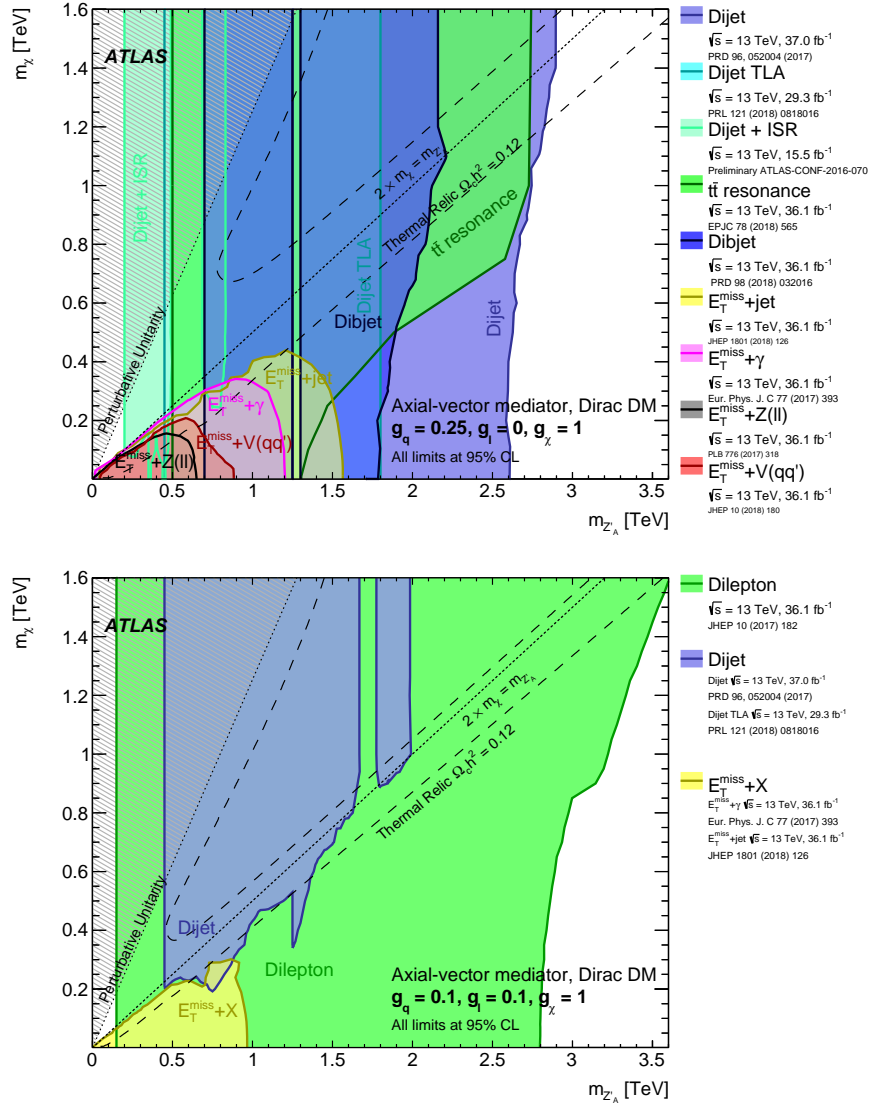


FIGURE 21. – Limites observées à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse de la particule de matière noire et de la masse du médiateur pour un modèle simplifié avec médiateur de type axial-vecteur et deux jeux de couplages différents : $g_q = 0.25, g_\chi = 1.0$ et $g_\ell = 0$ (en haut); $g_q = 0.1, g_\chi = 1.0$ et $g_\ell = 0.1$ (en bas). Dans le graphique du bas, les aires exclues sont montrées pour un ensemble d'analyses.

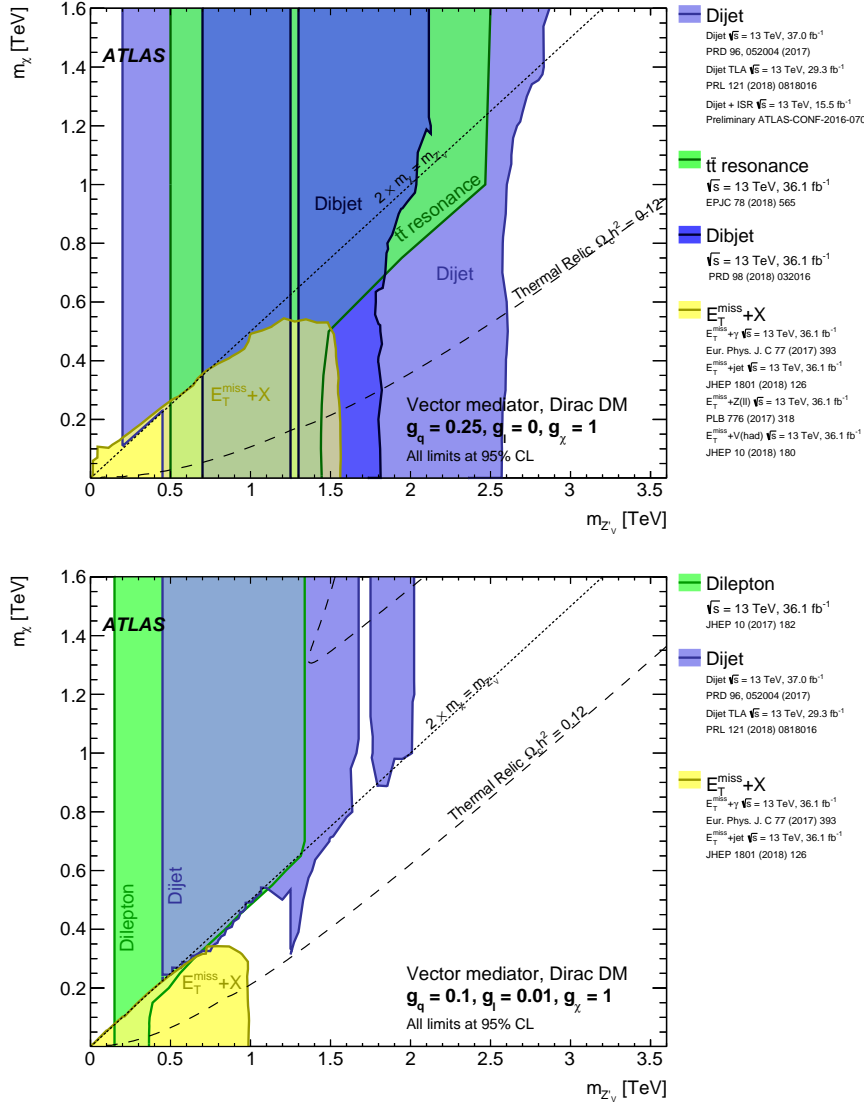


FIGURE 22. – Limites observées à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse de la particule de matière noire et de la masse du médiateur pour un modèle simplifié avec médiateur de type vecteur et deux jeux de couplages différents : $g_q = 0.25, g_\chi = 1.0$ et $g_\ell = 0$ (en haut); $g_q = 0.1, g_\chi = 1.0$ et $g_\ell = 0.01$ (en bas).

PROSPECTIVES

Comme discuté dans les chapitres précédents, la recherche de la matière noire au LHC est un vaste programme couvrant par exemple la recherche de supersymétrie avec parité R conservée, la désintégration invisible du boson de Higgs ou encore la production directe de particules de matière noire dans des modèles simplifiés. Le Run-3 et le HL-LHC (voir la Table 1), permettront d'augmenter la sensibilité de ces recherches [85].

Par exemple, si aucun excès n'est observé, l'analyse mono-jet pourrait, avec les 3 ab^{-1} de données prévues pour la fin du HL-LHC, exclure un médiateur axial-vecteur ($g_q = 0.25$, $g_\chi = 1.0$, $g_\ell = 0$) de masse inférieure à 2.7 TeV pour $m_\chi = 1 \text{ GeV}$, soit environ 1 TeV de plus que la limite présentée avec 36.1 fb^{-1} de données du Run-2 au chapitre précédent. Une possible découverte avec une signifiante statistique de 5σ ne serait par contre accessible que jusqu'à environ 2.3 TeV.

Du côté de la supersymétrie, pour la recherche de gluino dans le canal o-lepton, l'ensemble des données du HL-LHC devrait permettre d'exclure une masse jusqu'à 3.2 TeV (ou de découvrir ces gluinos jusqu'à une masse de 2.9 TeV) dans un modèle simplifié de production en paire où $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ et $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 0$. La limite actuelle, obtenue avec 36.1 fb^{-1} de données du Run-2 est de 2.03 TeV [86]. La recherche de supersymétrie s'est évidemment elle aussi diversifiée au Run-2 et couvre maintenant de nombreux canaux de production et désintégration de sparticules électrofaibles et de squarks top, pour lesquels la sensibilité augmentera également dans les périodes de prise de données à venir. Par exemple, pour la production de squarks top suivie de leur désintégration selon $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$, le HL-LHC devrait permettre de les exclure (ou de les découvrir) jusqu'à une masse de 1.7 (1.25) TeV à basse masse de $\tilde{\chi}_1^0$, sachant que l'analyse de 36.1 fb^{-1} de données du Run-2 a permis de les exclure jusqu'à environ 1 TeV [87]. Dans le secteur électrofaible, pour une production de $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^0$ dégénérés en masse suivie de leur désintégration selon $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow W\tilde{\chi}_1^0 Z\tilde{\chi}_1^0$ dans un état final à 3 leptons, la limite posée avec 36.1 fb^{-1} de données du Run-2 est de $m_{(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0)} > 600 \text{ GeV}$ à basse masse de $\tilde{\chi}_1^0$ [88]. Elle devrait atteindre une masse de 1150 GeV au HL-LHC, avec un potentiel de découverte à 920 GeV.

L'augmentation de cette sensibilité pourra également passer par des améliorations au niveau des performances, augmentant l'efficacité d'identification de certains objets pour un niveau de réjection du bruit de fond donné par exemple, ou encore par la réduction de certaines incertitudes systématiques (certains scénarios de réduction étant déjà pris en compte dans les études prospectives mentionnées ci-haut). Un exemple récent est la réduction, par un facteur d'environ 5, de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets de grands rayons $R = 1.0$, grâce à l'utilisation de techniques de calibration *in situ* [89].

Bien qu'à terme ce soit des gains très intéressants, l'augmentation de la sensibilité ne sera pas spectaculaire dans les prochaines années, lorsque les analyses des 139 fb^{-1} de données du Run-2 seront publiées. En effet, on s'attend à doubler cette quantité de données au Run-3 qui devrait se terminer en 2024, loin des bonds en luminosité intégrée ou en énergie au centre de masse auxquels les Run-1 et 2 nous ont habitués.

7.1 MODÈLES ALTERNATIFS DE MATIÈRE NOIRE

Il est donc crucial de s'assurer de couvrir également les scénarios moins explorés jusqu'à présent, comme ceux impliquant des particules au long temps de vie (LLPs). Bien que de nombreuses théories au-delà du MS prédisent l'existence de LLPs, le programme actuel de recherche du LHC dans ce secteur est moins développé que celui couvrant les particules aux désintégrations promptes. Ceci est dû au fait que ce type de recherche nécessite souvent la mise en place d'une chaîne dédiée au niveau du système de déclenchement et/ou de techniques particulières de reconstruction des données qui prennent du temps à mettre en place. De plus, plusieurs modèles de LLPs prédisent des signatures particulières qui sont absentes du MS : le bruit de fond attendu est si petit que la sensibilité peut croître linéairement avec la luminosité intégrée [90].

Dans la Section 2.2, les WIMPs ont été introduits comme d'excellents candidats à la matière noire, offrant une densité relique du bon ordre de grandeur en postulant des masses et sections efficaces de l'ordre de l'échelle électrofaible. Dans ce scénario, les particules de matière noire sont en équilibre avec les particules du MS au début de l'univers et leur densité, diminuée par leur annihilation, est éventuellement gelée à la densité relique en raison de l'expansion de l'univers ; c'est le mécanisme de *freeze out*. Il existe toutefois d'autres mécanismes qui peuvent mener à la bonne densité relique.

Dans le mécanisme de *freeze in* par exemple, il existe au moins deux particules au-delà du MS, χ_1 , la particule de matière noire, et χ_2 , une particule plus massive produite à l'équilibre au début de l'univers ; χ_2 se désintègre selon $\chi_1 + X$, où X est une particule du MS, mais avec un très long temps de vie en raison de la faiblesse de l'interaction. La densité relique de χ_1 , aussi appelé FIMP (*Feebly Interacting Massive Particle*), se construit donc petit à petit. Si les particules χ_2 peuvent être créées au LHC, elles peuvent donner lieu à des signatures particulières, comme celle d'une particule chargée traversant le détecteur.

Un autre mécanisme possible est celui de la matière noire asymétrique [91], inspiré de l'observation que les densités de matière baryonique et de matière noire, bien que différentes, sont du même ordre de grandeur : celles-ci pourraient être liées. Dans ce scénario, il existe une légère asymétrie entre les particules et les anti-particules de matière noire au début de l'univers, comme c'est le cas pour les baryons. La densité relique est alors la quantité de matière noire restant après l'annihilation avec les anti-particules correspondantes. Dans ce cas, la recherche de matière noire de façon indirecte serait infructueuse, car il ne resterait pas d'anti-matière noire pour produire la signature d'annihilation. Dans un tel scénario, la matière noire pourrait faire partie d'un secteur relativement riche en particules et qui pourraient même interagir fortement entre elles, tout en restant généralement cachées du MS. On peut penser par exemple à l'équivalent de quarks et d'une interaction forte *sombres* dans lequel les hadrons les plus légers seraient stables et formeraient la matière noire. Ce secteur caché pourrait interagir avec le MS à travers un médiateur massif. C'est sur ce genre de modèle que je prévois travailler dans les prochaines années.

7.2 QCD SOMBRE - SIGNATURES ATTENDUES ET ANALYSES À DÉVELOPPER

Une fois produits au LHC grâce à une interaction via le médiateur, les quarks sombres émettent des gluons sombres et s'hadronisent en hadrons du secteur sombre. Parmi ces hadrons, certains sont stables sur l'échelle du détecteur, dont des candidats à la matière noire. Les autres hadrons sombres, grâce à des interactions via un médiateur, peuvent éventuellement se désintégrer en particules du MS avec un temps de vie plus ou moins long. Cela produit des jets aux propriétés particulières dans le détecteur.

Selon les paramètres du modèle, diverses signatures peuvent ainsi être obtenues, comme montrées à la Figure 23.

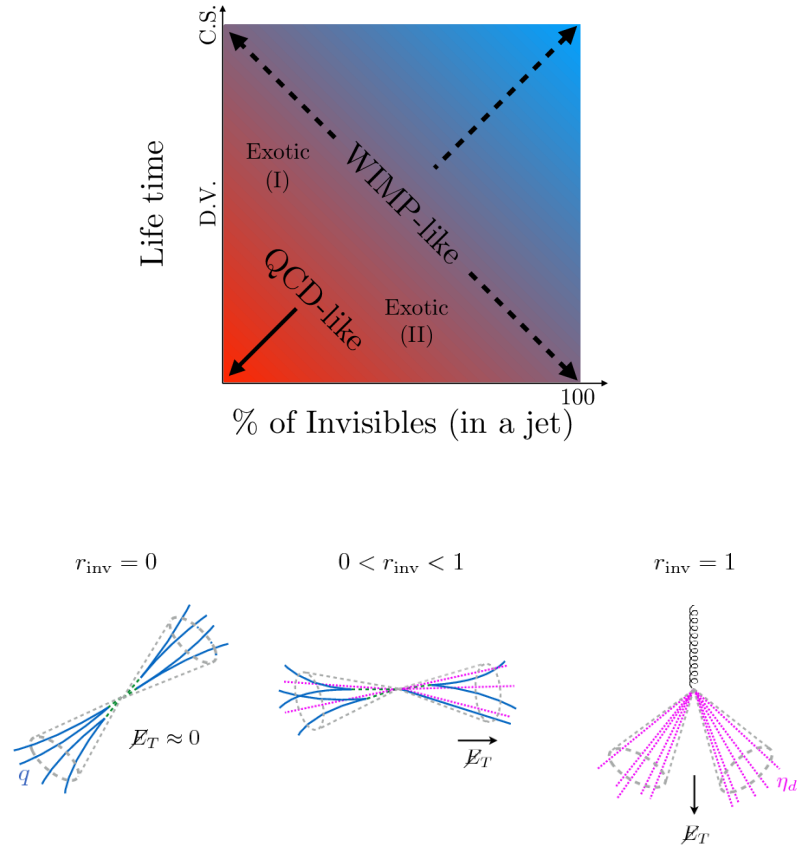


FIGURE 23. – En haut : Selon les paramètres du modèle de QCD sombre, ici représenté dans le plan du temps de vie des hadrons sombres instables en fonction du pourcentage d'hadrons sombres stables, différents types de signature sont obtenus dans le détecteur (voir le texte); D.V. veut dire vertex déplacé et C.S., stable à l'échelle du détecteur. La figure est tirée de [92]. En bas : les différentes signatures représentées schématiquement en fonction de la fraction d'hadrons sombres stables (r_{inv}) pour des désintégrations promptes d'hadrons sombres instables. La figure est tirée de [93].

Pour des désintégrations promptes des hadrons sombres instables et une très petite fraction d'hadrons sombres stables, on retrouve une signature di-jet qui ressemble à la QCD du MS (cas *QCD-like* et schéma de gauche dans la Figure 23). Dans ce cas,

les recherches de résonances telles que décrites dans le chapitre précédent peuvent être utiles si les quarks sombres sont produits via un médiateur dans le canal s . Selon les propriétés de la QCD sombre toutefois (échelle de confinement, modes possibles de désintégration des hadrons sombres en particules du MS...), les jets peuvent avoir des structures particulières par rapport aux jets du MS. Ces signatures peuvent être exploitées pour augmenter la sensibilité de l'analyse : on peut penser par exemple à des jets de plus grand rayon et une plus grande multiplicité de traces associées si le couplage fort du secteur sombre est plus grand, ou encore une plus petite fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique par rapport au calorimètre hadronique si une grande fraction des pions sombres se désintègrent en quarks s formant des kaons au long temps de vie. Des exemples sont montrés à la Figure 24 pour différents modèles.

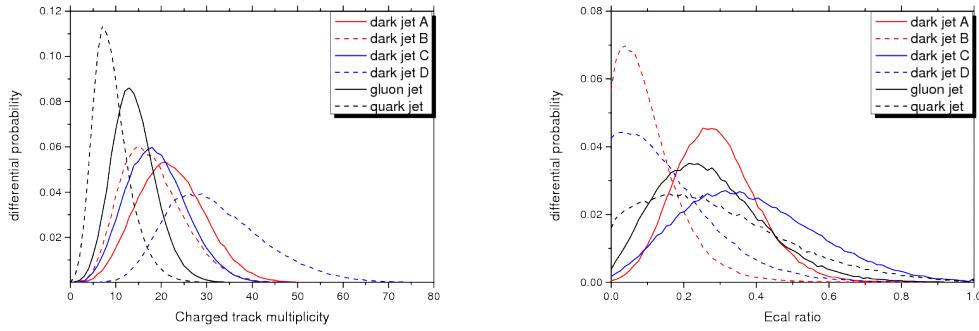


FIGURE 24. – Exemples de variables discriminantes entre les jets prompts de la QCD sombre et ceux des quarks et gluons du MS pour différents modèles : multiplicité des traces associées (à gauche) et fraction de l'énergie du jet déposée dans le calorimètre électromagnétique (à droite). Les figures sont tirées de [92].

Si les désintégrations sont promptes mais que les jets contiennent une quantité non-négligeable d'hadrons sombres stables (cas *Exotic (II)* et schéma du milieu dans la Figure 23), on retrouve des jets semi-invisibles pour lesquels on peut avoir une grande valeur d' E_T^{miss} alignée avec l'un des jets. Or, les analyses de type jets+ E_T^{miss} , comme l'analyse o-lepton de recherche de SUSY introduite au Chapitre 4 ou l'analyse mono-jet décrite au chapitre précédent, demandent habituellement une séparation azimutale minimale entre les jets et l' E_T^{miss} . Cette sélection, efficace dans la lutte contre le bruit de fond multi-jets dans lequel l' E_T^{miss} provient d'une mauvaise mesure, affecte fortement l'acceptance de ce type de signal. Des sélections basées par exemple sur la signifiante de l' E_T^{miss} ou sur la masse transverse des jets et de l' E_T^{miss} pourraient aider à chercher la présence de jets semi-invisibles [94].

Si les hadrons sombres instables ont un temps de vie long par rapport à l'échelle du détecteur et/ou la fraction de hadrons sombres stables est très grande (cas *WIMP-like* dans la Figure 23), les jets restent invisibles au détecteur : c'est la même signature que pour les modèles simplifiés de production de matière noire discutés dans les chapitres précédents. Pour cette signature, on peut donc également utiliser les analyses mono- X qui se basent sur la présence d'un objet provenant de la radiation initiale (schéma de droite dans la Figure 23).

Finalement, pour un temps de vie intermédiaire des hadrons sombres instables et une petite fraction de hadrons sombres stables (cas *Exotic (I)* dans la Figure 23), les jets visibles dans le détecteur semblent émerger non pas du point d'interaction, mais de vertex déplacés dans le détecteur interne et/ou de dépôts d'énergie déplacés vers le calorimètre hadronique. On parle alors de jets émergents, dont la signature est montrée dans la Figure 25.

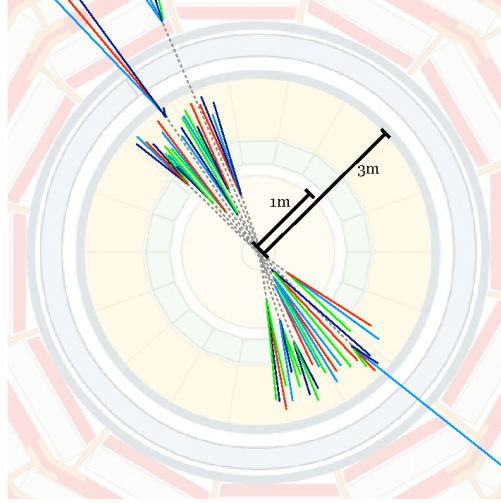


FIGURE 25. – Une représentation schématique, tirée de [95], d'une paire de jets émergents. Les mésons sombres sont représentés par des lignes pointillées car ils n'interagissent pas avec le détecteur. Leur présence ne devient apparente que lorsqu'ils se désintègrent en particules du MS (lignes colorées).

CMS a récemment publié la première recherche de jets émergents [96], utilisant 16.1 fb^{-1} de données du Run-2. Dans cette publication, le modèle étudié est la production d'une paire de médiateurs par interaction forte, chacun se désintégrant en un quark du MS et un quark du secteur sombre, donnant lieu à une signature comprenant deux jets prompts et deux jets émergents. Quatre variables sont utilisées pour identifier les jets émergents, toutes basées sur les propriétés des traces associées à ces jets comme leur paramètre d'impact, la distance z par rapport au vertex primaire ou encore la fraction du p_T des traces associées qui peuvent être considérées comme prompts. Le bruit de fond est estimé en utilisant la probabilité pour un jet du MS d'être identifié comme émergent, probabilité qui est mesurée dans une région de contrôle γ +jets. Des limites sont placées sur le modèle : pour un temps de vie des pions sombres (de masse 1 à 10 GeV) entre 5 et 225 mm, une masse de médiateur entre 400 et 1250 GeV est exclue.

7.3 COLLABORATIONS ET TRAVAIL ENVISAGÉS

Au printemps 2019, j'ai commencé à m'impliquer dans le développement d'une analyse cherchant des jets sombres dans l'ensemble des données accumulées au Run-2 avec un stagiaire de M2 qui a commencé sa thèse en octobre 2019, Nathan Lalloué. Dilia Maria Portillo Quintero, une post-doctorante du LPSC, nous a également rejoint sur cette analyse que nous effectuons au sein d'ATLAS en collaboration avec une équipe de l'université de Lund (Suède). Cela demandera non seulement du travail d'analyse,

mais une implication dans le groupe de performance des jets, ce qui renforcera cette expertise déjà présente au LPSC. Ce travail est déjà en cours, notamment en ce qui concerne le choix des variables de sous-structure pour différencier les jets sombres des jets du MS, mais également en ce qui concerne les méthodes de reconstruction des jets de grand rayon alliant l'information provenant des traces et celle provenant des calorimètres. Le travail de qualification¹ de Nathan Lalloué se porte d'ailleurs sur les améliorations possibles aux algorithmes de reconstruction des jets au sein du groupe de performance des jets d'ATLAS, se basant sur un travail préalable fait par Pierre-Antoine Delsart et Dilia Maria Portillo Quintero. Un stagiaire de M1 venant de Paris nous rejoindra également au printemps 2020 sur cette analyse.

Il sera par la suite intéressant de se pencher sur les signatures au long temps de vie et de relier les diverses analyses possibles entre elles afin de comprendre leur complémentarité dans l'espace des paramètres. Cela permettra de préparer au mieux les analyses, algorithmes de reconstruction et possibles additions au menu du système de déclenchement qui permettront d'améliorer la couverture de ces modèles au Run-3.

Ce travail sur les LLPs pourra bénéficier d'une collaboration avec le groupe ATLAS de l'université de Tsukuba (Japon) avec lesquels un lien a été récemment mis en place à travers le "*Toshiko Yuasa*" France Japan Particle Physics Laboratory (TYL-FJPPL). En effet, ce groupe a une grande expertise dans le détecteur interne et est impliqué dans une analyse utilisant la reconstruction de traces à grands rayons, un algorithme qui permet de trouver des vertex déplacés qui sont au cœur des analyses LLPs envisagées. La collaboration nous permettra donc de bénéficier de cette expertise, en échange de l'expertise locale sur la recherche de physique exotique et de reconstruction des jets.

Finalement, le groupe du LPSC est également impliqué dans la mise à niveau du détecteur interne en vue du HL-LHC ; le détecteur proposé peut être vu dans la Figure 26.

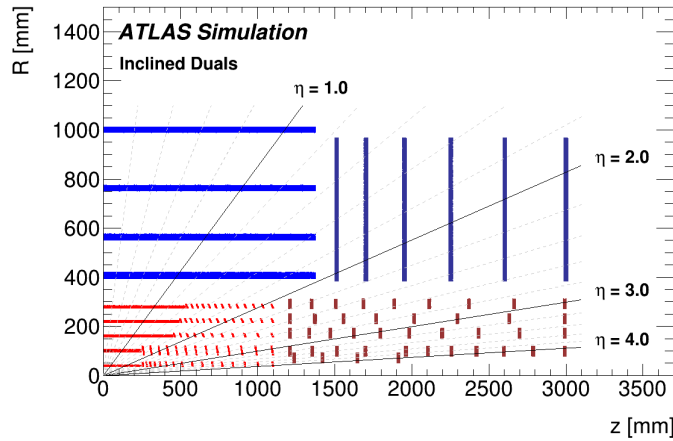


FIGURE 26. – Une représentation schématique, tirée du *Technical Design Report* [97], du nouveau détecteur interne proposé pour le HL-LHC en fonction de la distance au point d'interaction selon l'axe du faisceau (distance z) et du rayon dans plan transverse (distance R).

1. Afin de devenir auteur de la collaboration ATLAS, un travail de qualification d'intérêt général pour la collaboration doit être effectué. Cela occupe une fraction importante de la première année de thèse pour les doctorants.

Par rapport au détecteur interne actuel, l'augmentation de son volume et du nombre de couches de silicium permettra d'augmenter l'efficacité de reconstruction des traces déplacées jusqu'à de plus grands rayons [97], comme montré à la Figure 27 pour un exemple de LLP supersymétrique se désintégrant dans le détecteur interne. Cela devrait permettre d'augmenter le domaine de sensibilité des recherches de LLPs ayant une signature comportant des vertex déplacés. Les études plus poussées de la reconstruction des vertex déplacés avec la nouvelle géométrie restent encore à faire.

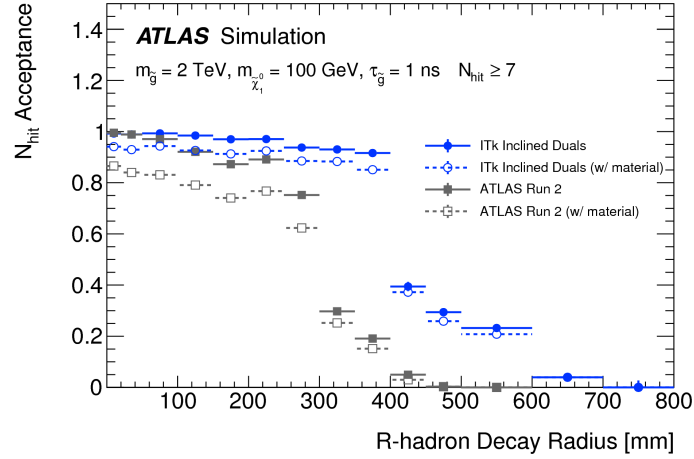


FIGURE 27. – Potentiel de reconstruction des traces provenant de la désintégration de LLPs en fonction du rayon auquel la désintégration a lieu. Le potentiel est quantifié par la probabilité d'avoir au moins sept coups enregistrés pouvant être utilisés dans la reconstruction de la trace. L'avantage du nouveau détecteur par rapport au détecteur actuel est clair, spécialement à grand rayon. La figure est tirée du *Technical Design Report* [97].

CONCLUSIONS

Comprendre la nature de la matière noire reste encore aujourd'hui un des problèmes majeurs à élucider en physique. Le détecteur ATLAS au LHC est un outil tout à fait pertinent et complémentaire aux autres modes de détection dans cette recherche. La supersymétrie, une théorie favorisée depuis de nombreuses années pour l'explication de la matière noire, a été recherchée dans de nombreux canaux, en commençant par la production de sparticules interagissant fortement qui auraient pu être accessibles très rapidement au LHC. Aucun signal n'ayant été détecté, des limites sur la masse des sparticules ont été placées. Ces limites, de l'ordre du TeV dans de nombreux modèles simplifiés, réduisent l'espace des paramètres possibles, mais la supersymétrie est vaste : les modèles simplifiés ne sont que les briques de modèles plus complets qui mélangent les modes de production et de désintégration et font varier les rapports d'embranchement. Avec l'augmentation de la quantité de données, les recherches de supersymétrie se continuent, avec une transition marquée vers une étude plus approfondie des squarks top, puis du secteur électrofaible, maintenant possiblement accessible.

La recherche de matière noire au LHC se concentre également sur une recherche plus générique de candidats, qui peuvent être directement produits en paires dans les interactions à travers un nouveau médiateur massif dans le cadre de modèles simplifiés. L'utilisation de ceux-ci s'est développée au Run-2 et la complémentarité des recherches matière noire (mono-X) versus médiateur (résonance) a également été explorée dans de nombreux états finaux. Les discussions se poursuivent dans la communauté, notamment au sein du LHC DM WG, afin de définir des modèles-type intéressants pouvant mener à des signatures novatrices.

Au moment d'écrire ces lignes, l'ensemble des données accumulées au Run-2, soit 139 fb^{-1} de données à 13 TeV, est en train d'être analysé. De nombreux résultats devraient donc être rendus publics dans les prochains mois et années. Le Run-3, qui multipliera les données par un facteur deux environ et le HL-LHC, qui décuplera le lot de données, permettront d'augmenter la sensibilité des analyses existantes, à terme.

Il est toutefois primordial de s'assurer que la richesse des données que fournit le LHC soit exploitée au maximum, en explorant des scénarios alternatifs qui ont été moins bien couverts jusqu'à présent, comme la recherche de secteurs cachés plus complexes pouvant contenir des particules au long temps de vie. La recherche de QCD sombre sera donc mon centre d'intérêt pour les prochaines années, sujet qui s'accompagnera de travail sur les performances des jets et sur la mise à jour du détecteur interne en vue du HL-LHC.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] F. Zwicky, "Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln," *Helvetica Physica Acta*, vol. 6, p. 110, 1933.
- [2] D. Harvey *et al.*, "The non-gravitational interactions of dark matter in colliding galaxy clusters," *Science*, vol. 347, pp. 1462–1465, 2015.
- [3] V. C. Rubin, N. Thonnard, et J. Ford, "Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies," *Astrophys. J.*, vol. 225, p. 107, 1978.
- [4] J. Bovy et S. Tremaine, "On the local dark matter density," *Astrophys. J.*, vol. 756, p. 89, 2012.
- [5] M. Milgrom, "A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis," *Astrophysical Journal*, vol. 270, p. 365–370, 1983.
- [6] D. Clowe *et al.*, "A direct empirical proof of the existence of dark matter," *Astrophys. J.*, vol. 648, pp. L109–L113, 2006.
- [7] G. W. Angus, B. Famaey, et H. Zhao, "Can MOND take a bullet? Analytical comparisons of three versions of MOND beyond spherical symmetry," *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 371, p. 138, 2006.
- [8] A. Slosar, A. Melchiorri, et J. Silk, "Did Boomerang hit MOND?," *Phys. Rev.*, vol. D72, p. 101301, 2005.
- [9] P. A. R. Ade *et al.*, "Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters," *Astron. Astrophys.*, vol. 594, p. A13, 2016.
- [10] M. Tanabashi *et al.*, "Review of particle physics," *Phys. Rev. D*, vol. 98, p. 030001, Aug 2018.
- [11] F. Iocco *et al.*, "Primordial Nucleosynthesis : from precision cosmology to fundamental physics," *Phys. Rept.*, vol. 472, pp. 1–76, 2009.
- [12] S. P. Martin, "A Supersymmetry primer," 1997. Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. 18, 1 (1998).
- [13] S. R. Coleman et J. Mandula, "All Possible Symmetries of the S Matrix," *Phys. Rev.*, vol. 159, pp. 1251–1256, 1967.
- [14] Yu. A. Golfand et E. P. Likhtman, "Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance," *JETP Lett.*, vol. 13, pp. 323–326, 1971. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 13, 452 (1971)].
- [15] D. V. Volkov et V. P. Akulov, "Is the Neutrino a Goldstone Particle?," *Phys. Lett. B*, vol. 46, pp. 109–110, 1973.
- [16] J. Wess et B. Zumino, "Supergauge Transformations in Four-Dimensions," *Nucl. Phys. B*, vol. 70, pp. 39–50, 1974.
- [17] J. Wess et B. Zumino, "Supergauge Invariant Extension of Quantum Electrodynamics," *Nucl. Phys. B*, vol. 78, p. 1, 1974.
- [18] S. Ferrara et B. Zumino, "Supergauge Invariant Yang-Mills Theories," *Nucl. Phys. B*, vol. 79, p. 413, 1974.

- [19] A. Salam et J. A. Strathdee, "Supersymmetry and Nonabelian Gauges," *Phys. Lett. B*, vol. 51, pp. 353–355, 1974.
- [20] P. Fayet, "Supersymmetry and Weak, Electromagnetic and Strong Interactions," *Phys. Lett. B*, vol. 64, p. 159, 1976.
- [21] P. Fayet, "Spontaneously Broken Supersymmetric Theories of Weak, Electromagnetic and Strong Interactions," *Phys. Lett. B*, vol. 69, p. 489, 1977.
- [22] G. R. Farrar et P. Fayet, "Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry," *Phys. Lett. B*, vol. 76, pp. 575–579, 1978.
- [23] S. Deser et B. Zumino, "Consistent Supergravity," *Phys. Lett. B*, vol. 62, p. 335, 1976.
- [24] D. Z. Freedman, P. van Nieuwenhuizen et S. Ferrara, "Progress Toward a Theory of Supergravity," *Phys. Rev. D*, vol. 13, pp. 3214–3218, 1976.
- [25] M. Dine et W. Fischler, "A Phenomenological Model of Particle Physics Based on Supersymmetry," *Phys. Lett. B*, vol. 110, p. 227, 1982.
- [26] L. Alvarez-Gaume, M. Claudson et M. B. Wise, "Low-Energy Supersymmetry," *Nucl. Phys. B*, vol. 207, p. 96, 1982.
- [27] C. R. Nappi et B. A. Ovrut, "Supersymmetric Extension of the $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Model," *Phys. Lett. B*, vol. 113, p. 175, 1982.
- [28] A. H. Chamseddine, R. L. Arnowitt et P. Nath, "Locally Supersymmetric Grand Unification," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 49, p. 970, 1982.
- [29] R. Barbieri, S. Ferrara et C. A. Savoy, "Gauge Models with Spontaneously Broken Local Supersymmetry," *Phys. Lett. B*, vol. 119, p. 343, 1982.
- [30] G. L. Kane *et al.*, "Study of constrained minimal supersymmetry," *Phys. Rev. D*, vol. 49, pp. 6173–6210, 1994.
- [31] A. Djouadi *et al.*, "The Minimal supersymmetric standard model : Group summary report." GDR (Groupement De Recherche) - Supersymetrie Montpellier, France, April 15-17, 1998, <https://inspirehep.net/record/481987/>.
- [32] C. F. Berger *et al.*, "Supersymmetry Without Prejudice," *JHEP*, vol. 02, p. 023, 2009.
- [33] R. Barbieri et G. F. Giudice, "Upper Bounds on Supersymmetric Particle Masses," *Nucl. Phys. B*, vol. 306, p. 63, 1988.
- [34] B. de Carlos et J. A. Casas, "One loop analysis of the electroweak breaking in supersymmetric models and the fine tuning problem," *Phys. Lett. B*, vol. 309, pp. 320–328, 1993.
- [35] N. Sakai, "Naturalness in Supersymmetric Guts," *Z. Phys. C*, vol. 11, p. 153, 1981.
- [36] S. Dimopoulos, S. Raby et F. Wilczek, "Supersymmetry and the Scale of Unification," *Phys. Rev. D*, vol. 24, pp. 1681–1683, 1981.
- [37] L. E. Ibanez et G. G. Ross, "Low-Energy Predictions in Supersymmetric Grand Unified Theories," *Phys. Lett. B*, vol. 105, p. 439, 1981.
- [38] S. Dimopoulos et H. Georgi, "Softly Broken Supersymmetry and $SU(5)$," *Nucl. Phys. B*, vol. 193, p. 150, 1981.
- [39] H. Goldberg, "Constraint on the Photino Mass from Cosmology," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 50, p. 1419, 1983. [Erratum : *Phys. Rev. Lett.* 103, 099905 (2009)].

- [40] J. R. Ellis *et al.*, “Supersymmetric Relics from the Big Bang,” *Nucl. Phys. B*, vol. 238, pp. 453–476, 1984.
- [41] L. Evans et P. Bryant, “LHC Machine,” *JINST*, vol. 3, p. So8001, 2008.
- [42] ATLAS Collaboration, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” *JINST*, vol. 3, p. So8003, 2008.
- [43] ATLAS Collaboration, “Atlas insertable b-layer technical design report.” ATLAS-TDR-19, 2010.
- [44] ATLAS Collaboration, “Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV,” *Eur. Phys. J.*, vol. C79, no. 8, p. 639, 2019.
- [45] ATLAS Collaboration, “Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run 2 data collected in 2015 and 2016,” *Eur. Phys. J.*, vol. C79, no. 3, p. 205, 2019.
- [46] ATLAS Collaboration, “Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV,” *Eur. Phys. J.*, vol. C76, no. 5, p. 292, 2016.
- [47] ATLAS Collaboration, “Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1,” *Eur. Phys. J.*, vol. C77, p. 490, 2017.
- [48] M. Cacciari, G. P. Salam et G. Soyez, “The anti- k_t jet clustering algorithm,” *JHEP*, vol. 04, p. 063, 2008.
- [49] ATLAS Collaboration, “Performance of b -Jet Identification in the ATLAS Experiment,” *JINST*, vol. 11, no. 04, p. Po4008, 2016.
- [50] ATLAS Collaboration, “Measurement of the tau lepton reconstruction and identification performance in the ATLAS experiment using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV.” ATLAS-CONF-2017-029, 2017.
- [51] ATLAS Collaboration, “ATLAS detector and physics performance : Technical design report,” CERN-LHCC-99-15, vol. Vol.2, 1999. <http://cdsweb.cern.ch/record/391177>.
- [52] ATLAS Collaboration, “Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics,” CERN-OPEN-2008-020, 2009.
- [53] S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4 : A Simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A506, pp. 250–303, 2003.
- [54] V. M. Abazov *et al.*, “Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy using 2.1 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collision data at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,” *Phys. Lett.*, vol. B660, pp. 449–457, 2008.
- [55] T. Aaltonen *et al.*, “Inclusive Search for Squark and Gluino Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 121801, 2009.
- [56] ATLAS Collaboration, “Prospects for Supersymmetry and Universal Extra Dimensions discovery based on inclusive searches at a 10 TeV centre-of-mass energy with the ATLAS detector,” ATLAS-PHYS-PUB-2009-084, 2009. <http://cdsweb.cern.ch/record/1191916>.
- [57] ATLAS Collaboration, “Prospects for Supersymmetry discovery based on inclusive searches at a 7 TeV centre-of-mass energy with the ATLAS detector,” ATLAS-PHYS-PUB-2010-010, 2010. <http://cdsweb.cern.ch/record/1278474>.

- [58] O. Buechmueller *et al.*, “Likelihood Functions for Supersymmetric Observables in Frequentist Analyses of the CMSSM and NUHM₁,” *Eur. Phys. J.*, vol. C 64, pp. 391–415, 2009.
- [59] ATLAS Collaboration, “Performance of the ATLAS jet trigger with pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV,” *ATLAS-CONF-2010-028*, 2010.
- [60] ATLAS Collaboration, “Early supersymmetry searches with jets, missing transverse momentum and one or more leptons with the ATLAS detector,” *ATLAS-CONF-2010-066*, 2010. <http://cdsweb.cern.ch/record/1281341>.
- [61] ATLAS Collaboration, “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.
- [62] ATLAS Collaboration, “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.
- [63] ATLAS Collaboration, “Combined exclusion reach of searches for squarks and gluinos using final states with jets, missing transverse momentum, and zero or one lepton, with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions,” *ATLAS-CONF-2011-064*, 2011.
- [64] ATLAS Collaboration, “Search for supersymmetry in final states with jets, missing transverse momentum and one isolated lepton in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions using 1 fb^{-1} of ATLAS data,” *Phys. Rev.*, vol. D85, no. 1, p. 012006, 2012. [Erratum : *Phys. Rev.*D87,099903(2013)].
- [65] ATLAS Collaboration, “Further search for supersymmetry at $\sqrt{s} = 7$ TeV in final states with jets, missing transverse momentum and isolated leptons with the ATLAS detector,” *Phys. Rev.*, vol. D86, p. 092002, 2012.
- [66] ATLAS Collaboration, “Search for supersymmetry at $\sqrt{s} = 8$ TeV in final states with jets, missing transverse momentum and one isolated lepton,” *ATLAS-CONF-2012-104*, 2012.
- [67] ATLAS Collaboration, “Search for squarks and gluinos in events with isolated leptons, jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector,” *JHEP*, vol. 04, 2015.
- [68] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys. Lett.*, vol. B716, pp. 1–29, 2012.
- [69] CMS Collaboration, “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.
- [70] E. Maguire, L. Heinrich et G. Watt, “HEPData : a repository for high energy physics data,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 898, no. 10, p. 102006, 2017.
- [71] ATLAS Collaboration, “Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using $\sqrt{s} = 8$ TeV proton-proton collision data,” *JHEP*, vol. 09, p. 176, 2014.
- [72] G. Bélanger, M. Heikinheimo et V. Sanz, “Model-Independent Bounds on Squarks from Monophoton Searches,” *JHEP*, vol. 08, p. 151, 2012.
- [73] ATLAS Collaboration, “Search for dark matter candidates and large extra dimensions in events with a photon and missing transverse momentum in pp collision

- data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, no. 1, p. 011802, 2013.
- [74] ATLAS Collaboration, "Search for new phenomena in events with a photon and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector," *Phys. Rev.*, vol. D91, no. 1, p. 012008, 2015. [Erratum : *Phys. Rev.*D92,no.5,059903(2015)].
- [75] M. Wu, *Search for Dark Matter and Supersymmetry in the single photon events with the ATLAS detector*. PhD thesis, Université Grenoble-Alpes, École doctorale physique (Grenoble), 7 2015. Sous la direction de Fairouz Malek et de Marie-Hélène Genest.
- [76] J. Goodman *et al.*, "Constraints on Dark Matter from Colliders," *Phys. Rev.*, vol. D82, p. 116010, 2010.
- [77] G. Busoni *et al.*, "On the Validity of the Effective Field Theory for Dark Matter Searches at the LHC," *Phys. Lett.*, vol. B728, pp. 412–421, 2014.
- [78] ATLAS Collaboration, "Search for new phenomena in events with a photon and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector," *JHEP*, vol. 06, p. 059, 2016.
- [79] ATLAS Collaboration, "Search for dark matter at $\sqrt{s} = 13$ TeV in final states containing an energetic photon and large missing transverse momentum with the ATLAS detector," *Eur. Phys. J.*, vol. C77, no. 6, p. 393, 2017.
- [80] J. Abdallah *et al.*, "Simplified Models for Dark Matter Searches at the LHC," *Phys. Dark Univ.*, vol. 9-10, pp. 8–23, 2015.
- [81] D. Abercrombie *et al.*, "Dark Matter Benchmark Models for Early LHC Run-2 Searches : Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum," *Phys. Dark Univ.*, vol. 26, p. 100371, 2019.
- [82] G. Busoni *et al.*, "Recommendations on presenting LHC searches for missing transverse energy signals using simplified s -channel models of dark matter," *Phys. Dark Univ.*, vol. 27, p. 100365, 2020.
- [83] A. Albert *et al.*, "Recommendations of the LHC Dark Matter Working Group : Comparing LHC searches for heavy mediators of dark matter production in visible and invisible decay channels," *Phys. Dark Univ.*, vol. 26, p. 100377, 2019.
- [84] ATLAS Collaboration, "Constraints on mediator-based dark matter and scalar dark energy models using $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collision data collected by the ATLAS detector," *JHEP*, vol. 05, p. 142, 2019.
- [85] X. Cid Vidal *et al.*, "Beyond the Standard Model Physics at the HL-LHC and HE-LHC." arXiv :1812.07831.
- [86] ATLAS Collaboration, "Search for squarks and gluinos in final states with jets and missing transverse momentum using 36 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collision data with the ATLAS detector," *Phys. Rev.*, vol. D97, no. 11, p. 112001, 2018.
- [87] ATLAS Collaboration, "Search for a scalar partner of the top quark in the jets plus missing transverse momentum final state at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector," *JHEP*, vol. 12, p. 085, 2017.
- [88] ATLAS Collaboration, "Search for electroweak production of supersymmetric particles in final states with two or three leptons at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector," *Eur. Phys. J.*, vol. C78, no. 12, p. 995, 2018.

- [89] ATLAS Collaboration, "In situ large-R jet energy scale calibration and uncertainties in 2015-2017 data." <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/JETM-2019-05/>. Créé le 4 juillet 2019.
- [90] L. Lee *et al.*, "Collider Searches for Long-Lived Particles Beyond the Standard Model," *Prog. Part. Nucl. Phys.*, vol. 106, pp. 210–255, 2019.
- [91] K. Petraki et R. R. Volkas, "Review of asymmetric dark matter," *Int. J. Mod. Phys.*, vol. A28, p. 1330028, 2013.
- [92] M. Park et M. Zhang, "Tagging a jet from a dark sector with Jet-substructures at colliders." arXiv :1712.09279.
- [93] T. Cohen *et al.*, "LHC Searches for Dark Sector Showers," *JHEP*, vol. 11, p. 196, 2017.
- [94] E. Bernreuther, F. Kahlhoefer, M. Krämer, and P. Tunney, "Strongly interacting dark sectors in the early Universe and at the LHC through a simplified portal," *JHEP*, vol. 01, p. 162, 2020.
- [95] P. Schwaller, D. Stolarski et A. Weiler, "Emerging Jets," *JHEP*, vol. 05, p. 059, 2015.
- [96] CMS Collaboration, "Search for new particles decaying to a jet and an emerging jet," *JHEP*, vol. 02, p. 179, 2019.
- [97] ATLAS Collaboration, "Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Pixel Detector," Tech. Rep. CERN-LHCC-2017-021. ATLAS-TDR-030, CERN, Geneva, Sep 2017.



ENSEIGNEMENT ET SUPERVISION D'ÉTUDIANTS

A.1 ENSEIGNEMENT

- *Searching for Dark Matter at the LHC*, Cours sur invitation donné lors du Graduate School "Mass, Spectrum, Symmetry" GRK1504/02, Rathen, Allemagne, 13-16 mars 2017.
- Comité d'organisation de cours thématiques Enigmass (Grenoble/Annecy, 2014, 2016, 2017)
- *Searches for physics beyond the Standard Model at the Large Hadron Collider*, série de quatre cours donnés sur invitation à l'école d'été International Summer School and Conference on High Energy Physics : Standard Model and Beyond, Antalya, Turquie, 28 août - 8 septembre 2012.
- Assistante d'enseignement (TD), Physique des particules avancée EM2, Ludwig-Maximilians-Universität, semestre d'été 2010.
- *Supersymmetry at LHC and a little beyond*, Cours sur invitation donné à des étudiants gradués lors du IMPRS/GK Young Scientist Workshop, Ringberg, Allemagne, 27-31 juillet 2009
- Assistante d'enseignement (TD), Mécanique E1, Ludwig-Maximilians-Universität, semestre d'hiver 2007
- Séminaire annuel d'introduction à la supersymétrie et sur WMAP pour étudiants gradués, Université de Montréal (2003 à 2007)
- Assistante d'enseignement (TD), Physique des particules I, Université de Montréal, semestres d'hivers 2003 à 2006
- Assistante d'enseignement (TD), Astrophysique I, Université de Montréal, semestre d'hiver 2002
- Assistante d'enseignement (TD), Introduction à la mécanique, Université de Montréal, semestre d'automne 2001

A.2 ENCADREMENT

A.2.1 *Au LPSC*

Thèses

- Nathan Lalloué (co-direction avec Fabienne Ledroit), thèse de doctorat (depuis octobre 2019) sur la recherche de jets sombres avec le détecteur ATLAS
- Léonard Aubry (co-direction avec Fabienne Ledroit), thèse de doctorat, débutée en octobre 2016 sur l'analyse monophoton d'ATLAS et la qualité des données du calorimètre à argon liquide. Malgré de très bons résultats et une publication

au printemps 2017, Léonard a décidé d'arrêter sa thèse à l'automne 2017 pour des raisons personnelles.

- Mengqing Wu (co-direction avec Fairouz Malek), octobre 2012 - juillet 2015 : *Search for Dark Matter and Supersymmetry in the single photon events with the ATLAS detector.*

Stages de M2

- Nathan Lalloué, dans le cadre du master Cosmos, Champs et Particules de l'université de Montpellier, printemps 2019 : *Recherche de jets sombres avec le détecteur ATLAS*
- Léonard Aubry, dans le cadre du master PSA, printemps 2016 : *Optimisation de l'analyse pour la recherche d'une résonance $Z\gamma$ dans le canal monophoton avec le détecteur ATLAS au LHC à 13 TeV.*
- Léonard Aubry, dans le cadre de sa formation à Phelma, printemps 2015 : *Détermination du bruit de fond provenant d'électrons qui sont identifiés comme des photons dans l'analyse monophoton du run-2 d'ATLAS.*
- Rémi Hanna, printemps 2012 : *Recherche de la supersymétrie via la production directe de neutralinos et de charginos dans ATLAS.*
- Mourad Fouka, printemps 2012 : *Recherche d'un modèle supersymétrique avec sneutrino stable dans ATLAS.*

Stages de M1

- Thomas Wojtkowski, de l'École Normale Supérieure Paris-Saclay, à venir en mars 2020.
- Richard Naab, en collaboration avec l'université de Heidelberg (bachelorarbeit), été 2018 : *Prospects of searching for dark matter in the monophoton channel with the ATLAS detector.*

A.2.2 À la LMU

Thèses

J'ai aidé la professeure Dorothee Schaile à superviser ces thèses, supervision qui s'est arrêtée en novembre 2011 lors de mon entrée en fonction au CNRS ; la supervision a alors été continuée par une collègue, Federica Legger :

- Jeanette Lorenz, janvier 2011 - novembre 2011 : *Search for strongly interacting supersymmetric particles decaying to final states with an isolated lepton with the ATLAS detector at the LHC.*
- Sebastian Becker, janvier 2010 - novembre 2011 : *Estimation of Standard Model backgrounds to the search for electroweak production of Supersymmetry in events with at least two tau leptons in the final state.*
- Julien de Graat, juin 2008 - novembre 2011 : *Search for Supersymmetry in Multilepton Events with the ATLAS Detector.*

Diplomarbeit (*un an de recherche avec mémoire*)

- Josephine Wittkowski (co-direction avec Dorothee Schaile), octobre 2010 - septembre 2011 : *Trigger studies for SUSY searches in the 0 -lepton-channel with ATLAS at LHC*.
- Jeanette Lorenz (co-direction avec Dorothee Schaile), décembre 2009 - décembre 2010 : *Missing Transverse Energy from Heavy Flavor Decays*.
- Jonas Will (co-direction avec Dorothee Schaile), mars 2008 - mars 2009 : *QCD background studies for inclusive SUSY searches in the 1 -lepton channel*.

Stage de fin d'étude (*4 mois avec rapport*)

- Dominik Nowatschin, été 2011 : *Discussion on the acceptance of supersymmetric searches in the 1 -lepton channel*.
- Matthias Schlaffer, été 2010 : *Examination of standardized strategy analyses for the search for supersymmetry*.
- Christopher Bock, été 2009 : *Ereignistopologien in einem supersymmetrischen GUT Modell*.

A.3 MEMBRE DE JURYS

- Membre du jury de 4 thèses de doctorat :
 - Rapporteur pour la thèse de Maria Giulia Ratti, *Searching for Dark Matter in the Mono-Jet and Mono-Photon Channels with the ATLAS Detector*, Università Degli Studi di Milano, Italie, 29 janvier 2018.
 - Membre du jury de thèse d'Alvaro Lopez Solis, *Contribution à la mesure d'énergie et du temps des électrons et des photons dans l'expérience ATLAS et recherche de la production de matière noire en association avec un boson de Higgs*, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), 28 septembre 2017.
 - Membre du jury de thèse d'Ursula Laa, *Interpréter les recherches de nouvelle physique au LHC à l'aide de modèles simplifiés*, Université Grenoble Alpes, 15 septembre 2017.
 - Membre du jury de thèse de Jérémy Bernon, *Caractérisation du secteur de Higgs et aspects du problème de la saveur*, Université Grenoble Alpes, 16 septembre 2016.
- Rapporteur pour des stages de M1 à Grenoble

AUTRES RESPONSABILITÉS

B.1 DANS LA COLLABORATION ATLAS

- D'octobre 2017 à octobre 2019, convener du groupe exotique d'ATLAS : responsable de la coordination, de la supervision et de l'approbation de tous les résultats de ce groupe. Le groupe exotique recherche de possibles signatures de physique au-delà du Modèle Standard dans un large spectre d'états finaux, en se spécialisant sur les modèles non-supersymétriques. Au moment du convener-ship, le groupe exotique comportait une soixantaine d'analyses et environ 550 personnes. Durant mon convenership, une cinquantaine de papiers ont déjà été soumis pour publication ou publiés par le groupe (voir <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ExoticsPublicResults>), en plus de nombreuses notes de conférences.
- D'avril 2015 à avril 2016, convener du sous-groupe Exotique "Jets and Dark Matter" (une quinzaine d'analyses cherchant la matière noire ou basées sur les jets).
- De novembre 2013 à mars 2015, convener du groupe de validation physique : responsable de valider les outils qui servent à la simulation ainsi qu'à la reconstruction des événements d'ATLAS (vérification que les observables physiques qui sont utilisés dans toutes les analyses ATLAS sont de bonne qualité).
- De mars 2012 à avril 2013, coordinatrice du software pour le groupe de supersymétrie d'ATLAS : coordination du développement et maintenance du code servant à mettre en forme les données et les Monte Carlo pour toutes les analyses du groupe.
- D'octobre 2010 à octobre 2011, convener du sous-groupe de supersymétrie "SUSY / Etmis" qui regroupe toutes les analyses recherchant la supersymétrie dans des états finaux comprenant de l'énergie transverse manquante.
- Éditrice de publications, membre de comités éditoriaux et responsable de l'approbation finale au nom de la collaboration de résultats des groupes de supersymétrie et de physique exotique.
- Membre de comités de recherche pour la nomination du coordinateur de physique d'ATLAS (2016) et des conveners des groupes de physique (2015)

B.2 AUTRES RESPONSABILITÉS

- Membre du groupe de pilotage du Groupe Thématique 01 (physique des particules) pour l'exercice des prospectives nationales 2020
- Membre du jury pour un concours de maître de conférence de la section CNU 29 à Grenoble (2017)
- Membre du bureau du conseil scientifique du LPSC (depuis 2016)

- Membre du comité de suivi des thèses du LPSC (2015-2019)
- Examinatrice pour le Journal of High Energy Physics et pour Physics Letters B

B.3 ORGANISATION DE WORKSHOPS ET DE CONFÉRENCES

- Membre du comité d'organisation scientifique de la conférence LHCP2020, Paris, mai 2020
- Co-cordinatrice de la section Beyond the Standard Model de l'IRN Terascale depuis 2013 (anciennement le GDR Terascale)
- Organisation du workshop *ATLAS HDBS and Exotics Workshop*, Naples, Italie, 11-14 juin 2019
- Co-convenir de la session Higgs and BSM Physics session (WG3) de la conférence DIS2019, Turin, Italie, 8-12 avril 2019
- Chair de la session Axions and Cosmology aux Rencontres de Moriond Electro-weak, mars 2019
- Organisation du workshop *ATLAS Exotics Workshop*, Rome, Italie, 29 mai - 1er juin 2018
- Depuis juin 2018, membre de l'organisation locale du workshop Les Houches "Physics at TeV Colliders"
- Organisation et chair des sessions Higgs and New Physics à EPS-HEP 2017, Venise, Italie, 5-12 juillet 2017
- Comité d'organisation du workshop Conceptual Issues in Fundamental Physics, 9 et 13 juin 2017 au LPSC Grenoble et au LAPTh Annecy
- Membre du comité d'organisation scientifique du workshop Physique ATLAS France, 29-31 mars 2017
- Organisation locale du workshop ATLAS Beyond the Standard Model Higgs and Exotics Workshop, 11-15 avril 2016
- Organisation locale du workshop du GDR Terascale, 23-25 novembre 2015
- Membre du comité en charge du programme du workshop (Re)interpreting the results of new physics searches at the LHC, CERN, 15-17 juin 2016
- Convener de la session *Background (physics and instrumental)* du workshop *ATLAS-Deutschland*, Göttingen, Allemagne, 2011