

Le détecteur ATLAS auprès du collisionneur LHC

"Oh! mais, c'est... un accélérateur de particules!...
- Tiens!? Vous... connaissez!!"

Roger Leloup, *La Spirale du temps* (Yoko Tsuno tome 11), 1981.

Depuis le premier synchrotron créé par Lawrence en 1929 (accélérant des particules à une énergie de 80 keV), la montée en puissance des accélérateurs a permis la découverte des particules élémentaires tout au long du vingtième siècle. Le cadre théorique de Modèle Standard ayant été défini à la fin des années 70, ses prédictions ont pu être vérifiées. Ainsi, les bosons de jauge W et Z ont été découverts auprès du SPS dans les années 1983-1984, et leurs propriétés mesurées précisément auprès du LEP. Et le quark *top* a été découvert auprès du Tevatron en 1995. Ces expériences ont également cherché le boson de Higgs, dernière particule du Modèle Standard non encore observée expérimentalement. Le LHC peut permettre sa découverte, grâce à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse et sa grande luminosité, comme on le verra au paragraphe 2.1. Le détecteur ATLAS, décrit dans la section 2.2, est une expérience généraliste, conçue pour des mesures de précision du secteur électrofaible, ainsi que des propriétés du quark *top*, mais aussi pour la recherche du boson de Higgs, et de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. Ce programme de physique sera décrit dans la section 2.3.

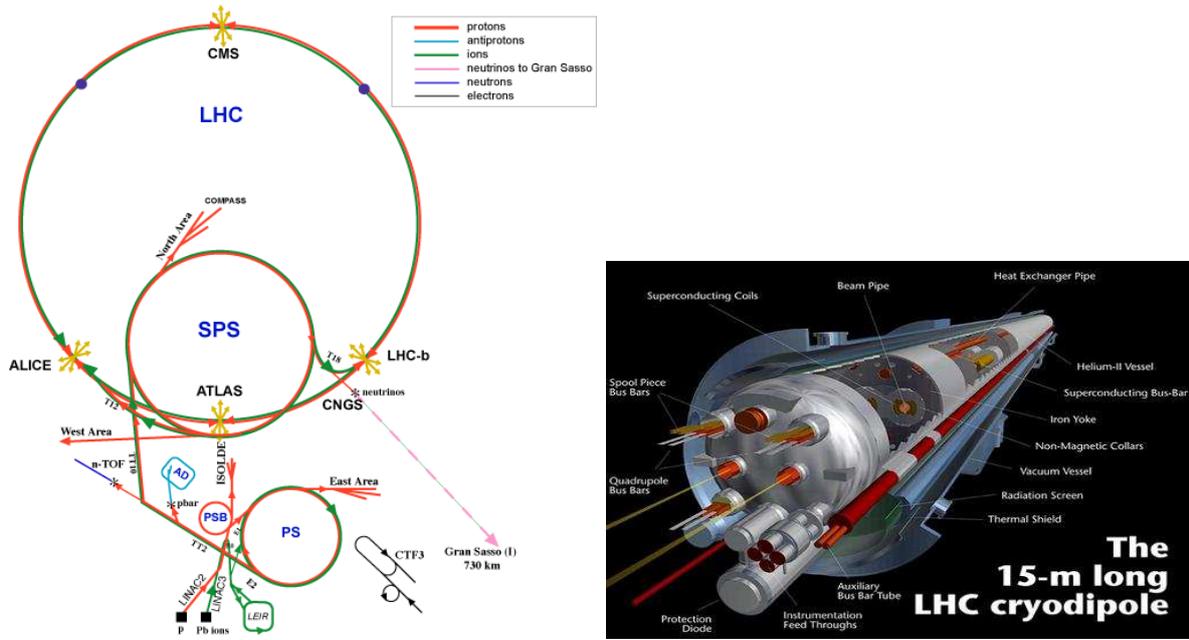
2.1 Le collisionneur LHC

Le LHC [21], Large Hadron Collider, collisionneur proton-proton, fait partie du complexe d'accélérateurs du CERN schématisé dans la figure 2.1 à gauche. Les protons injectés dans le LHC sont d'abord accélérés par une chaîne d'accélérateurs : les protons sont produits par l'ionisation de dihydrogène par un faisceau d'électrons, pré-accélérés par le LINAC2 à 50 MeV puis le PS booster à 1.4 GeV, puis accélérés à 26 GeV par le PS (proton synchrotron), et à 450 GeV par le SPS (super proton synchrotron)ⁱ.

2.1.1 Caractéristiques du LHC

Comme le LHC utilise le tunnel du LEP (Grand collisionneur électron-positron) de 27 km de circonférence, pour pouvoir courber des protons de plus haute énergie, il a fallu augmenter

i. Les collisions sans accélération de la part du LHC se font donc à une énergie dite d'"injection" de 900 GeV dans le centre de masse.



le champ magnétique. Seuls des aimants supraconducteurs permettent d'atteindre des champs de l'ordre de la dizaine de Teslas de façon stable (8.33 T pour des faisceaux de 7 TeV). Le LHC contient environ 9300 aimants supraconducteurs, dont 1232 dipôles de 15 m de long. Chaque aimant contient les deux tubes dans lesquels les protons circulent en sens inverse, contrairement à un collisionneur e^+e^- ou $p\bar{p}$ pour lequel les particules de charge opposée peuvent circuler dans le même champ magnétique. Les bobines sont constituées de câbles supraconducteurs faits de fils entrelacés de niobium-titane dans une gaine de cuivre. Ils sont refroidis à une température de 1.9 K par un bain d'hélium superfluide qui sert en plus à évacuer rapidement la chaleur grâce à sa très grande capacité calorifique. Les dipôles, dont on peut voir une représentation schématique dans la figure 2.1 à droite, ou aimants de courbure, dirigent le faisceau, tandis que les quadripôles, ou aimants focaliseurs, permettent de conserver les protons autour de leur trajectoire nominale et de réduire la taille des faisceaux aux points de collision.

Les deux paramètres du faisceau les plus importants pour les mesures de physique sont l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} , et la luminosité \mathcal{L} . Le LHC peut fournir des collisions avec une énergie dans le centre de masse comprise entre 900 GeV et 14 TeV, et elle était de 7 TeV en 2010. La luminosité quant à elle ne dépend que des paramètres de l'accélérateur, et le nombre d'événements produits par seconde par un processus physique est donné par la formule $N = \mathcal{L} \cdot \sigma$, où \mathcal{L} est la luminosité instantanée (en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) et σ la section efficace du processus, souvent exprimée en barnsⁱⁱ.

La luminosité (dite instantanée), pour des faisceaux de taille gaussienne, est donnée par la formule :

$$\mathcal{L} = \frac{n^2 \cdot B \cdot f_{rev}}{4\pi \sigma_x^* \cdot \sigma_y^*} F \quad (2.1)$$

où :

- n est le nombre de protons par paquet ;
- B est le nombre de paquets ;

ii. 1 b = 10^{-24} cm^2

- f_{rev} est la fréquence de révolution des paquets ;
- σ_x^* et σ_y^* sont les largeurs des distributions gaussiennes des faisceaux dans le plan transverse ;
- F est un facteur géométrique dû à l'angle de croisement entre les faisceaux au point d'interaction.

Le tableau 2.1 résume les caractéristiques du LHC en fonctionnement nominal et en 2010.

Paramètre	2010	nominal
\sqrt{s} (TeV)	7	14
N	$1.2 \cdot 10^{11}$	$1.2 \cdot 10^{11}$
B	368	2808
f_{rev} (kHz)	11	11
σ_x^*, σ_y^* (μm)	~ 60	~ 15
F	-	0.836
\mathcal{L} ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	$2.1 \cdot 10^{32}$	10^{34}
\mathcal{L}_{int} /an	48 pb^{-1}	100 fb^{-1}

Tableau 2.1 – Caractéristiques principales des faisceaux du LHC, en fonctionnement nominal, et lors du record de luminosité instantanée en 2010.

On définit aussi la luminosité intégrée \mathcal{L}_{int} par la formule $\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L}(t) dt$.

En fonctionnement nominal, la luminosité instantanée sera de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui équivaut à une luminosité intégrée d'environ 100 fb^{-1} par an. En 2010, le pic de luminosité a été de $2.10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et une luminosité totale de 48 pb^{-1} a été délivrée par le LHC.

2.1.2 Les principales expériences auprès du LHC

Il y a 4 points de collisions sur l'accélérateur, où se situent les 4 expériences principales du projet :

- ATLAS [22], A Large Toroidal LHC ApparatuS, située au point 1, expérience généraliste.
- ALICE [23], A Large Ion Collider Experiment, située au point 2, expérience consacrée aux collisions d'ions lourds et à l'étude d'un plasma de quark et de gluons.
- CMS [24], Compact Muon Solenoid, située au point 5, expérience généraliste.
- LHCb [25], LHC beauty experiment, située au point 8, expérience consacrée à l'étude des propriétés du quark b .

2.1.3 Démarrage et premières données du LHC

Les premiers faisceaux ont été injectés dans le LHC le 10 septembre 2008 . Suite à un incident dû à un problème de soudure d'une inter-connexion électrique entre deux aimants le 19 septembre, le programme du LHC a dû être interrompu pendant plus d'un an, afin de changer les aimants endommagés, de vérifier et réparer d'autres inter-connexions défectueuses, d'installer des soupapes supplémentaires sur certains aimants, et de rajouter de nouveaux systèmes de protection [26]. Après un redémarrage fin octobre 2009, les premières collisions ont été enregistrées le 23 novembre 2009 à l'énergie d'injection. Puis l'énergie des faisceaux a été augmentée pour obtenir des collisions à une énergie dans le centre de masse de 2.36 TeV le 8 décembre, dépassant le précédent record d'énergie détenu par le Tevatron. La figure 2.2 montre une photo prise en salle de contrôle d'ATLAS et un affichage d'événement d'une des premières

collisions à 900 GeV.

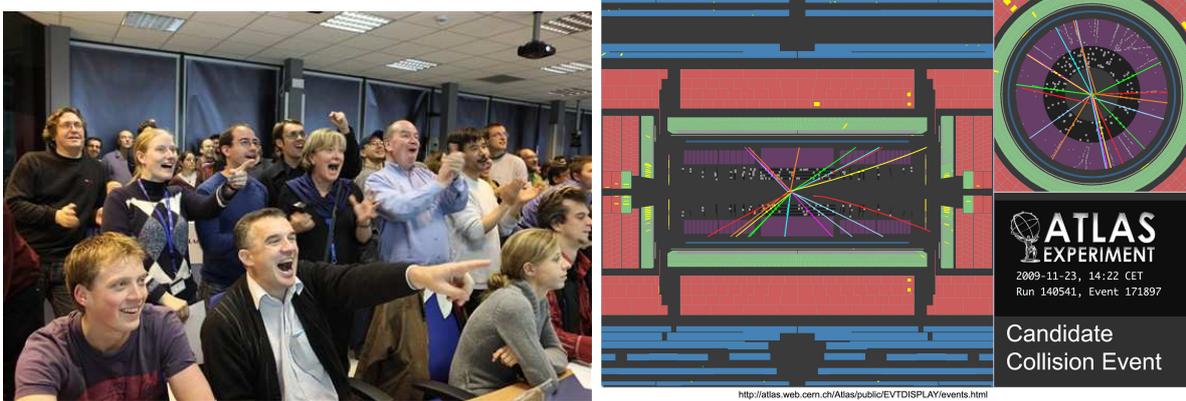


Figure 2.2 – A gauche, photo prise dans la salle de contrôle d’ATLAS au moment du retour des premiers faisceaux en 2009. A droite, affichage d’événement d’une collision à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV enregistrée le 23 novembre 2010 où le champ solénoïdal était éteint.

En 2009, 917000 collisions ont été enregistrées par ATLAS, ce qui correspond à une luminosité intégrée de $20 \mu\text{b}^{-1}$. Parmi elles, 538000 collisions (soit $12 \mu\text{b}^{-1}$) correspondent à un état de "faisceau stable" à 900 GeV et 34000 collisions ont été enregistrées à 2.36 TeV. Ces données enregistrées en 2009 ont été utilisées pour la mise en œuvre de l’énergie transverse manquante avec les premières collisions présentée au paragraphe 4.4.2.

En 2010, les premières collisions à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse ont été enregistrées le 30 mars. Jusqu’au 4 novembre, la luminosité instantanée a augmenté progressivement de 5 ordres de grandeur, de $10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à $2.10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et le nombre moyen d’interactions est passé de 0 à 3.5 en moyenne par croisement de faisceau (figure 2.3). Ceci a permis d’enregistrer 45 pb^{-1} de données, comme on peut le voir sur la figure 2.4. Tous les résultats avec des collisions présentés dans ce document utilisent ces données prises en 2009 et 2010.

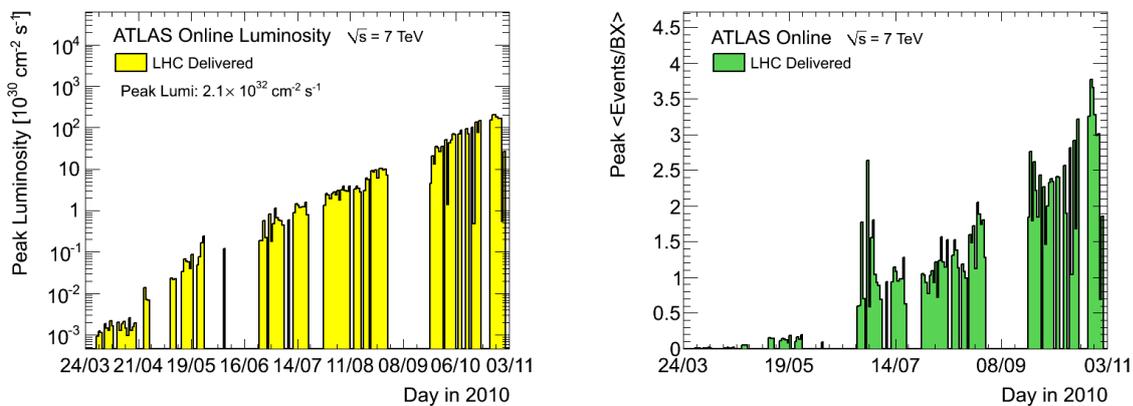


Figure 2.3 – A gauche, pic de luminosité instantanée par jour pendant la prise de données 2010. A droite, nombre moyen d’interaction par croisement de faisceaux pour la période de prise de données à 7 TeV en 2010 [27].

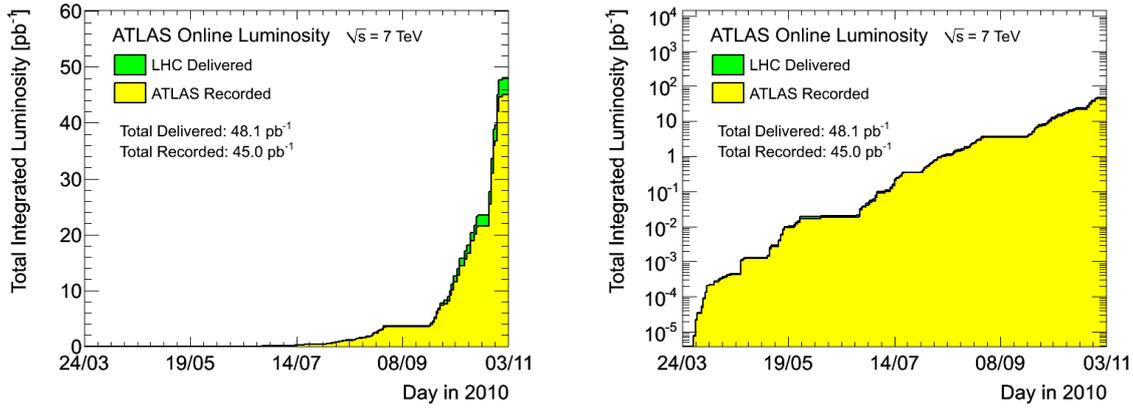


Figure 2.4 – Luminosité intégrée totale délivrée par le LHC et enregistrée par ATLAS, en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite).

Les différents runs de prise de données sont regroupés en périodes, qui sont définies par un ensemble de conditions cohérentes du LHC, par un changement de configuration du détecteur, du déclenchement ou de version des logiciels de reconstruction. Ces périodes pour 2010 sont résumées dans le tableau 2.2, avec la luminosité intégrée par période et totaleⁱⁱⁱ. Ces données enregistrées en 2010 ont été utilisées pour la mesure de la section efficace de production du boson W présentée au chapitre 6 (périodes A à D), et pour la mesure d’asymétrie de charge du boson W présentée au chapitre 7 (périodes A à I).

Période	runs	dates	\mathcal{L}_{pic} ($10^{30} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) /période	\mathcal{L}_{int} (nb^{-1}) /période	\mathcal{L}_{int} (nb^{-1}) totale
A	152166 - 153200	30/03 - 19/04	0.006	0.4	0.4
B	153565 - 155160	23/04 - 16/05	0.068	8.2	8.6
C	155228 - 156682	18/05 - 05/06	0.24	8.5	17.1
D	158045 - 159224	24/06 - 19/07	1.6	298.4	315.5
E	160387 - 161948	29/07 - 18/08	3.9	1011.2	1326.7
F	162347 - 162882	19/08 - 29/08	10	1809.0	3135.7
G	165591 - 166383	22/09 - 07/10	71	6893.7	10029.4
H	166466 - 166964	08/10 - 18/10	149	7288.7	17318.1
I	167575 - 166776	24/10 - 28/10	209	19098.9	36417.0

Tableau 2.2 – Périodes de prise de données en 2010, avec le pic de luminosité par période, et la luminosité intégrée par période et totale, correspondant aux données utilisables pour les analyses de physique.

2.2 Description du détecteur ATLAS

ATLAS est la plus grande expérience de physique des particules jamais construite, avec 46 m de longueur et 25 m de hauteur, comme on peut le voir sur la figure 2.5. La collaboration regroupe plus de 3000 chercheurs originaires de 38 pays. Le détecteur a été élaboré selon une méthode désormais classique en physique des particules avec différents sous-détecteurs disposés

iii. Pour une qualité de données correspondant aux études du boson W (cf paragraphe C)

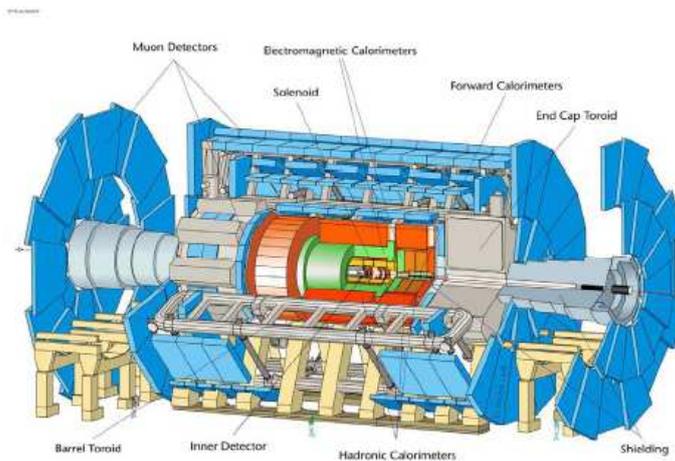


Figure 2.5 – Vue d'ensemble du détecteur ATLAS

"en oignon" autour de l'axe du faisceau, chaque couche servant à la détection de différents types de particules, comme résumé sur le schéma de la figure 2.6. En partant du point de collision, on trouve un trajectographe granulaire et robuste qui sert à mesurer l'impulsion des particules chargées. Ensuite, le calorimètre électromagnétique à argon liquide permet de mesurer l'énergie des électrons et des photons avec une très bonne couverture angulaire. Il est entouré par le calorimètre hadronique qui recueille l'énergie des jets qui n'a pas été perdue dans le calorimètre électromagnétique. Enfin, le spectromètre à muons permet de mesurer l'impulsion des muons, les seules particules qui s'échappent du calorimètre puis du détecteur.

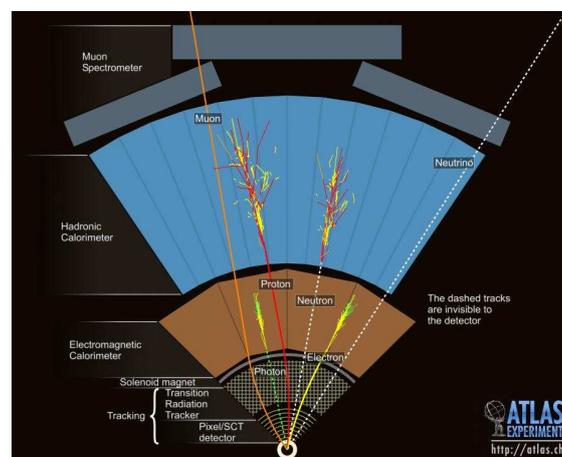


Figure 2.6 – Schéma de principe de détection du détecteur ATLAS.

2.2.1 Détecteur interne

Le détecteur interne [28, 29], détecteur de traces plongé dans un champ magnétique solénoïdal de 2 T, a pour principaux buts la mesure de l'impulsion des particules chargées dès 500 MeV, la reconstruction des vertex primaires et secondaires, et l'identification des électrons. Aux valeurs nominales de fonctionnement du LHC, environ 1000 particules chargées seront produites toutes les 25 ns [30]. Il est composé de 3 éléments indépendants, comme on peut le voir sur la figure 2.7.

Les deux éléments à semi-conducteurs, dits de précision, ont une couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 2.5$. Finement segmentés transversalement (z et φ) et longitudinalement (R), leur prin-

de points de mesure (30 points de mesure par trace pour 3 et 4 points pour le détecteur à pixels et le SCT respectivement). De plus, la résolution sur l'impulsion transverse attendue est de $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.05\% p_T \oplus 1\%$, et elle augmente avec l'impulsion transverse.

Un des principaux critères à maîtriser pour une bonne mesure des traces est l'alignement du détecteur interne. La résolution de la mesure des paramètres des traces ne doit pas se dégrader de plus de 20% par rapport à la résolution intrinsèque. Pour cela, les modules du détecteur à pixels et du SCT doivent être alignés avec une précision meilleure que $7 \mu\text{m}$, $12 \mu\text{m}$ et une dizaine de μm dans les directions de R , φ et z respectivement, et de quelques dizaines de μm pour le TRT. Un premier alignement a été effectué avec des muons cosmiques en 2008 [32], puis avec des traces issues des collisions en 2009 et 2010 [33]. La qualité de l'alignement peut être quantifiée à l'aide des résidus de l'extrapolation des traces, à la fois pour les données et avec une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum avec un alignement parfait. La figure 2.8 montre ces résidus pour la coordonnée de précision x pour les tonneaux du détecteur à pixels, du SCT et du TRT respectivement. Avec des traces d'énergie transverse supérieure à 15 GeV (à cette énergie, seuls la résolution intrinsèque et le mésalignement contribuent à la largeur des résidus), la largeur à mi-hauteur de ces résidus est de $9 \mu\text{m}$, $25 \mu\text{m}$ et $118 \mu\text{m}$ pour les trois sous-détecteurs, en accord raisonnable avec les résultats de $8 \mu\text{m}$, $24 \mu\text{m}$ et $122 \mu\text{m}$ pour un alignement parfait, et sont une grande amélioration par rapport à des résultats de $150 \mu\text{m}$, $114 \mu\text{m}$ et $235 \mu\text{m}$ avant tout alignement en 2008^{iv}. La différence entre les données et le Monte-Carlo montre que le mésalignement est inférieur à $5 \mu\text{m}$ pour le détecteur à pixels, et à $10 \mu\text{m}$ pour le SCT.

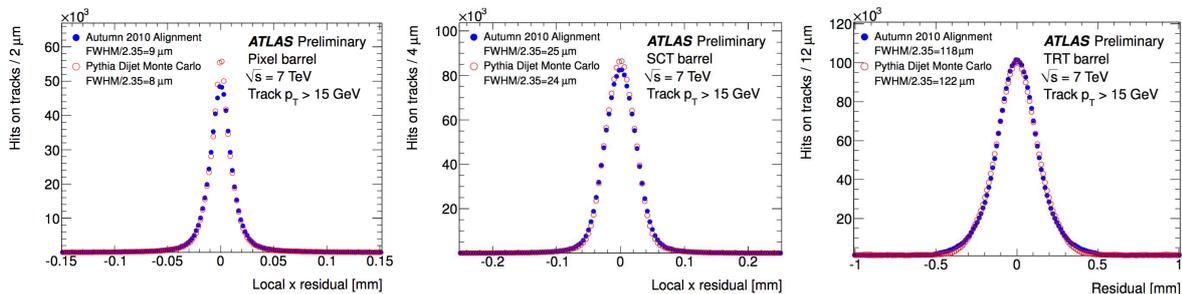


Figure 2.8 – Résidus de l'extrapolation des traces pour la coordonnée de précision dans les tonneaux des éléments du détecteur interne, pour l'alignement issu des données à 7 TeV. Les ronds pleins bleus représentent les données, et les ronds ouverts rouges la simulation Monte-Carlo.

2.2.2 Le système calorimétrique

Le but du système calorimétrique est la mesure de l'énergie des électrons, photons et jets, ainsi que leur identification.

Le système calorimétrique d'ATLAS, dont une vue en coupe est représentée dans la figure 2.9 est composé de 4 calorimètres à échantillonnage dont la granularité est détaillée dans l'annexe B.

Le **calorimètre électromagnétique** (ou EM) est constitué d'une partie tonneau et de 2 bouchons, avec un total de 173312 cellules. Le milieu actif est de l'argon liquide, et le milieu passif est du plomb. Sa couverture angulaire s'étend jusqu'à $|\eta| = 3.2$, avec une zone à granularité plus fine jusqu'à $|\eta| = 2.5$, correspondant à l'extension du détecteur interne. Il a la particularité

^{iv}. Même si ces valeurs sont calculées avec des traces de $p_T > 2 \text{ GeV}$, donc dégradées par les diffusions coulombiennes multiples.

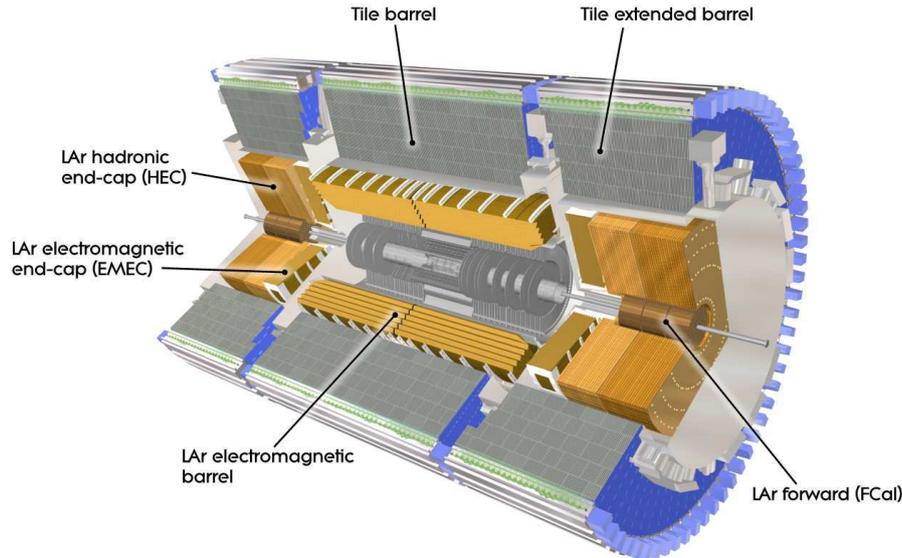


Figure 2.9 – Vue en coupe du système calorimétrique d'ATLAS.

d'avoir une structure en accordéon, ce qui permet une herméticité parfaite en φ . Le calorimètre électromagnétique bouchon a été conçu par le CPPM, qui en a assuré la moitié de la construction.

Le **calorimètre hadronique bouchon** (ou HEC, *hadronic endcap calorimeter*) utilise du cuivre comme milieu passif et de l'argon liquide comme milieu actif. Il contient 5632 cellules et sa couverture angulaire s'étend de $|\eta| = 1.5$ à $|\eta| = 3.2$.

Le **calorimètre à l'avant** (ou FCAL, *forward calorimeter*), avec 3524 cellules, permet de mesurer l'énergie des particules émises entre $|\eta| = 3.1$ et $|\eta| = 4.9$, avec l'argon liquide comme milieu actif. Il a une partie électromagnétique avec comme milieu passif du cuivre, et une partie hadronique avec comme milieu passif du tungstène.

Le **calorimètre hadronique à tuiles** (ou *Tile calorimeter*) est également un calorimètre à échantillonnage, mais qui utilise une technologie différente : des plaques d'acier sont utilisées comme absorbeur, et des tuiles en plastique scintillant comme milieu actif. Situé après le calorimètre électromagnétique, il est composé d'un tonneau jusqu'à $|\eta| = 1.0$, et de deux tonneaux étendus de $|\eta| = 0.8$ à $|\eta| = 1.7$ et possède 5180 cellules.

Pour une mesure optimale de l'énergie, l'herméticité des calorimètres est un critère primordial, tant l'épaisseur (pour que toutes les particules sauf les muons soient arrêtées) que la couverture angulaire. Ainsi, l'épaisseur totale du calorimètre électromagnétique est supérieure à 22 et 24 longueurs de radiation (X_0) dans le tonneau et les bouchons respectivement. De même l'épaisseur totale est de 9.7 et 10 longueurs d'interaction (λ) dans le tonneau et les bouchons respectivement, comme on peut le voir sur les figures 2.10 et 2.11. Ceci permet de mesurer l'énergie des particules jusqu'à quelques TeV tout en empêchant la fuite de particules dans le spectromètre à muons. La couverture angulaire du système calorimétrique s'étend jusqu'à $|\eta| = 4.9$, ce qui particulièrement important pour la mesure de l'énergie transverse manquante. De plus, les calorimètres d'ATLAS ont la particularité d'être segmentés transversalement et longitudinalement, ce qui permet une meilleure identification des particules grâce à la forme des gerbes.

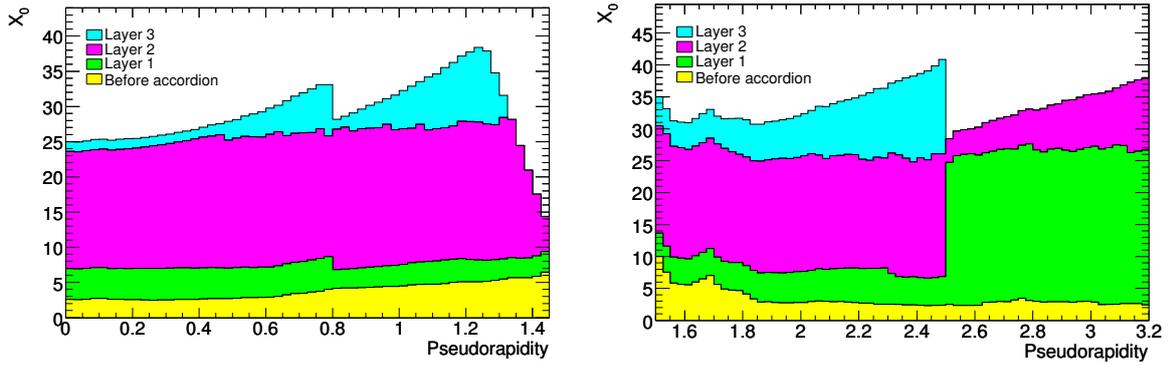


Figure 2.10 – Quantité de matière cumulée (en unités de X_0) en fonction de la pseudo-rapacité η pour chaque compartiment du tonneau (à gauche) et des bouchons (à droite), ainsi que la quantité de matière totale avant le calorimètre.

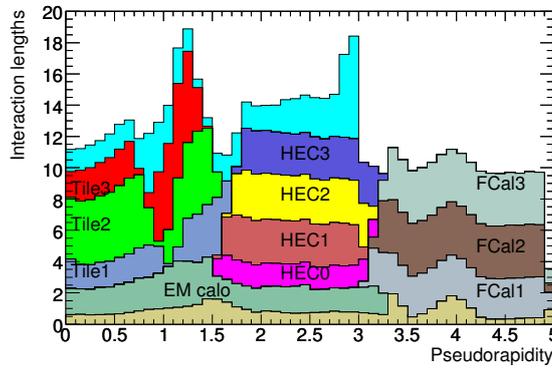


Figure 2.11 – Quantité de matière cumulée (en unités de λ) en fonction de la pseudo-rapacité avant le calorimètre électromagnétique, dans le calorimètre électromagnétique, dans les différents compartiments des calorimètre hadroniques, ainsi la quantité de matière totale avant le spectromètre à muons pour $\eta < 3$.

Le fonctionnement et les performances du système calorimétrique seront décrits en détails au chapitre 3.

2.2.3 Spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [34] a pour but la mesure de la trajectoire et de l'impulsion des muons qui traversent de détecteur sans perdre beaucoup d'énergie et s'échappent du détecteur. Pour cela, un système d'aimants toroïdaux crée un champ magnétique qui courbe les traces et permet une mesure précise de l'impulsion des muons jusqu'à une impulsion transverse de quelques TeV. C'est ce système d'aimants qui donne sa forme et son nom à ATLAS. Le spectromètre permet une mesure de l'impulsion et le déclenchement, en fonctionnement autonome. Les muons peuvent être reconstruits avec le spectromètre à muons seul (meilleure résolution à grand p_T), avec le détecteur interne (meilleure résolution à bas p_T), ou avec une combinaison des deux.

Le **système d'aimants** [35] d'ATLAS contient des aimants supraconducteurs permettant de créer des champs magnétiques intenses (de 0.5 à 4 T). Il est constitué d'une partie tonneau avec 8 bobines toroïdales, que l'on peut voir sur la figure 2.12 à gauche, qui produit le champ jusqu'à $|\eta| = 1.4$, et de deux bouchons pour $1.6 < |\eta| < 2.7$. Les particules sont déviées par un mélange des 2 champs entre les deux. Ceci permet de dévier les particules dans le plan R-z, tout en limitant les diffusions multiples. La connaissance du champ magnétique étant primordiale

pour la mesure de l'impulsion, des sondes à effet Hall sont disposées dans toute la zone du champ magnétique et devraient donner une valeur du champ avec une précision de 0.1%, une fois calibrées avec des événements $Z \rightarrow \mu\mu$.

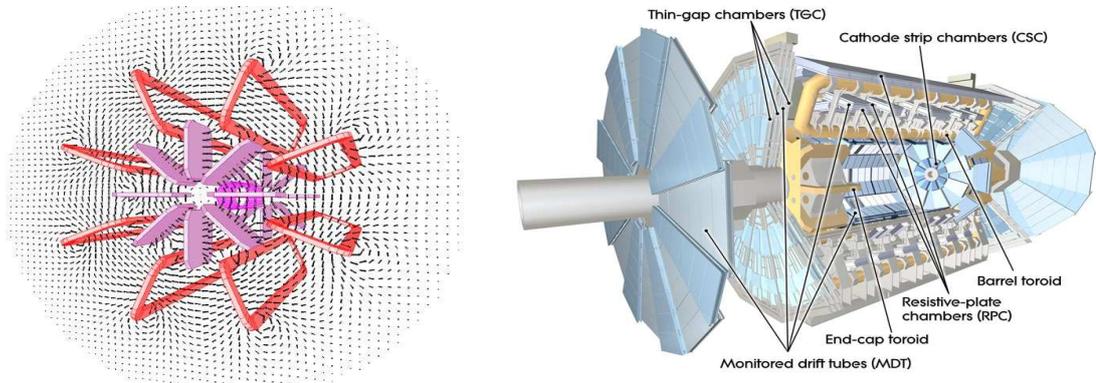


Figure 2.12 – *A gauche, schéma des aimants solénoïdal (en rose), toroïdal tonneau (en rouge) et toroïdal bouchon (en violet), et lignes de champs magnétiques créées par les aimants toroïdaux [36]. A droite, vue en coupe du spectromètre à muons.*

Le spectromètre en lui-même est constitué de chambres de mesures de précision, ainsi que de chambres dédiées au déclenchement. Ces différents sous-détecteurs sont visibles sur la figure 2.12 à droite.

Les **chambres de mesure de précision** sont constituées d'une partie tonneau avec des chambres disposées en 3 couches cylindriques autour de l'axe du faisceau et de deux bouchons avec 3 plans orthogonaux au faisceau. Elles mesurent les coordonnées des traces dans le plan de déviation du champ magnétique. Deux types de technologies sont utilisées : les **MDT** (ou *Monitored Drift Tubes*) qui sont constituées de tubes de dérive avec une couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 2.7$, et les **CSC** (ou *Cathode Strips Chambers*) qui sont des chambres proportionnelles à multifils situées entre $|\eta| = 2.0$ et $|\eta| = 2.7$ et qui ont une granularité plus fine à cause du flux de particules plus élevé.

Les **chambres de déclenchement** sont constituées de **RPC** (ou *Resistive Plate Chambers*) dans la région $|\eta| < 1.05$ et de **TGC** (ou *Thin Gap Chambers*) dans la région $1.05 < |\eta| < 2.7$ ($|\eta| = 2.4$ seulement pour le déclenchement). En plus d'assurer le déclenchement des événements, elles permettent d'identifier les croisements de faisceaux, mais aussi des coordonnées du muon dans la direction perpendiculaire à celle mesurée par les chambres de mesure.

Le principal défi pour la mesure des trajectoires des muons est l'alignement des différentes chambres. En effet, pour atteindre une précision relative de l'impulsion transverse des muons de 10% pour une impulsion transverse de 1 TeV, il faut que l'alignement relatif des chambres soit meilleur que $30 \mu\text{m}$. Pour cela, un système d'alignement optique a été mis en place avec de multiples détecteurs placés sur les chambres MDT, qui permet de connaître l'alignement à quelques centaines de μm près. Cet alignement peut être amélioré jusqu'aux spécifications en utilisant des traces de muons à haute énergie, provenant de muons cosmiques ou de collisions, avec le champ magnétique éteint. Pour le moment, l'alignement des chambres MDT est tiré de muons cosmiques dans la partie $|\eta| < 1.05$ et est connu avec une précision de $100 \pm 20 \mu\text{m}$, est issu du système optique avec vérification avec des muons cosmiques dans la partie $1.05 < |\eta| < 2.7$, et est connu avec une précision de $100 \pm 50 \mu\text{m}$. La position des chambres CSC est vérifiée avec des traces droites issues de collision, et est connue avec une précision de $700 \pm 200 \mu\text{m}$ [37]. On peut

voir l'amélioration apportée par ces mesures sur la figure 2.13 à gauche, où la flèche mesurée dans le plan de précision d'un module des MDT est compatible avec zéro après alignement avec des muons cosmiques.

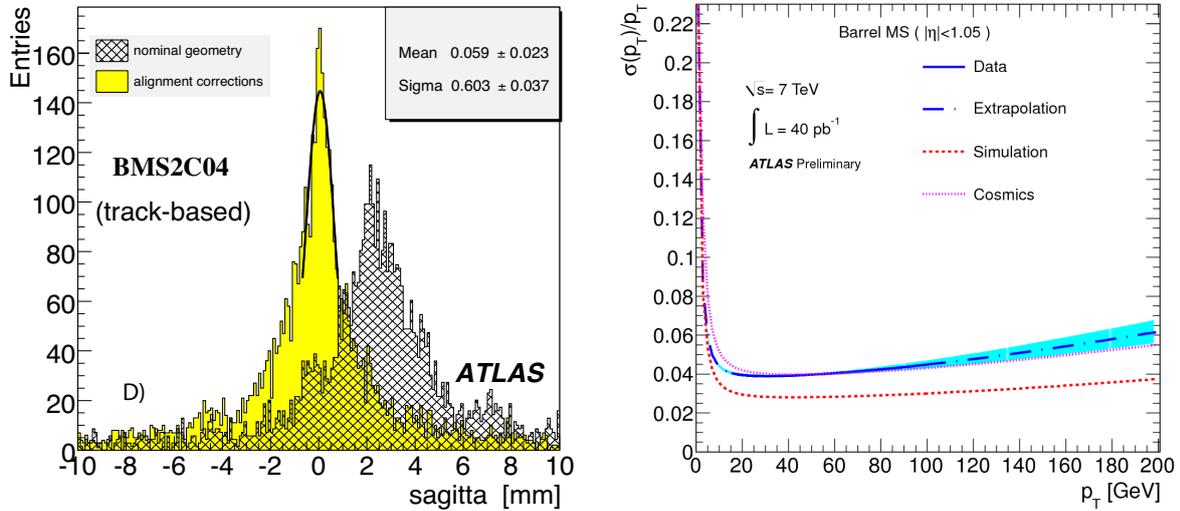


Figure 2.13 – A gauche, flèche dans le plan de précision pour une chambre du spectromètre à muon tonneau pour des traces droites de muons cosmiques sans champ magnétique. La distribution grise correspond à l'alignement dans la géométrie nominale, et la jaune à l'alignement avec des traces droites (les valeurs dans la boîte de statistique correspondent à ce cas) [38]. A droite, courbe de résolution dans le spectromètre à muons avec des données de collisions en bleu, des données simulées en rouge et des données de muons cosmiques en rose, pour la région $0 < |\eta| < 1.05$ [37].

La résolution attendue sur l'impulsion transverse est de 3-4% dans la région $10 \text{ GeV} < p_T < 500 \text{ GeV}$, et doit être inférieure à 10% pour $p_T = 1 \text{ TeV}$ [30]. La résolution pour des traces mesurées avec le spectromètre à muons seul est dégradée par le més-alignement, l'énergie perdue dans le calorimètre, et la connaissance du champ magnétique. Elle peut être paramétrisée par la fonction $\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \frac{p_0}{p_T} \oplus p_1 \oplus p_2 \cdot p_T$, où p_0 , p_1 et p_2 sont des termes d'énergie perdue dans le calorimètre, de diffusions multiples et de résolution intrinsèque respectivement. Elle a été mesurée avec les premières données en utilisant la position du pic de masse dans des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ ou en comparant les impulsions mesurées par le détecteur interne et par le spectromètre à muons dans des événements $W \rightarrow \mu\nu$, pour des impulsions transverses comprises entre 20 et 100 GeV [37]. La résolution mesurée dans ce domaine d'impulsion est de 4-5% dans les régions $0 < |\eta| < 1.05$ et $1.7 < |\eta| < 2.0$, et de 5-10% dans les régions $1.05 < |\eta| < 1.7$ et $2.0 < |\eta| < 2.5$. On peut voir par exemple la résolution sur l'impulsion en fonction de p_T pour la région $0 < |\eta| < 1.05$ sur la figure 2.13 à droite. Une extrapolation à plus haute impulsion donne une résolution relative de 25-30% pour la région $|\eta| < 2.0$, et de 90% dans la région $|\eta| > 2.0$, mais ces résultats pourront être améliorés par une meilleure connaissance de la matière dans le détecteur interne (source de diffusions multiples) et surtout par un alignement connu à mieux que $30 \mu\text{m}$.

2.2.4 Le système de déclenchement

En fonctionnement nominal, le LHC produira des collisions dans ATLAS toutes les 25 ns, soit un taux de croisement de 40 MHz. La taille d'un événement étant d'environ 1.6 Mbyte, il est impossible de conserver tous les événements, le taux de stockage étant limité à 200 Hz.

A titre de comparaison, en 2010, avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV et une luminosité de $10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, le taux de production d'un boson W était de 10 Hz, et celui d'un boson de Higgs de masse 400 GeV serait de 0.2 mHz [39]. Il faut donc maintenir un taux de réjection de 200000 tout en sélectionnant rapidement les événements intéressants. Dans ATLAS, ceci est réalisé grâce à 3 niveaux de déclenchement, dont on peut voir le schéma de principe sur la figure 2.14 à gauche.

Le premier, dit **niveau 1** [40], ou L1, doit prendre sa décision en $2.5 \mu\text{s}$ et donc cherche des dépôts d'énergie caractéristiques des particules étudiées (électrons, photons, jets, leptons τ) dans le calorimètre avec une granularité réduite (tours de déclenchement de taille $\eta \times \varphi = 0.1 \times 0.1$), des muons de haute énergie dans les chambres à muons dédiées au déclenchement, une grande énergie transverse totale, ou de l'énergie transverse manquante. Il effectue ensuite des coupures simples en énergie sur ces objets, et définit des régions d'intérêt (RoI) autour d'eux. Le taux d'événements ainsi sélectionnés est ainsi ramené à environ 75 kHz.

Le **deuxième niveau** [41], ou L2, reconstruit entièrement les événements, mais uniquement dans les régions d'intérêt indiquées par le niveau 1, ce qui correspond généralement à environ 2% de la taille d'un événement à traiter, en 40 ms en moyenne, réduisant le taux d'événements à 3.5 kHz.

Enfin, le **filtre d'événements**, ou EF, reconstruit entièrement l'événement hors-ligne, avec des algorithmes identiques à ceux utilisés pour l'analyse, afin d'atteindre le taux d'enregistrement de 200 Hz. On peut voir sur la figure 2.14 à droite le taux de déclenchement total de chaque niveau de déclenchement pour un run enregistré en octobre 2010.

Pour chaque niveau, un *prescale* peut être appliqué à chaque menu, afin d'optimiser la bande passante en fonction de la luminosité et de l'évolution du bruit de fond.

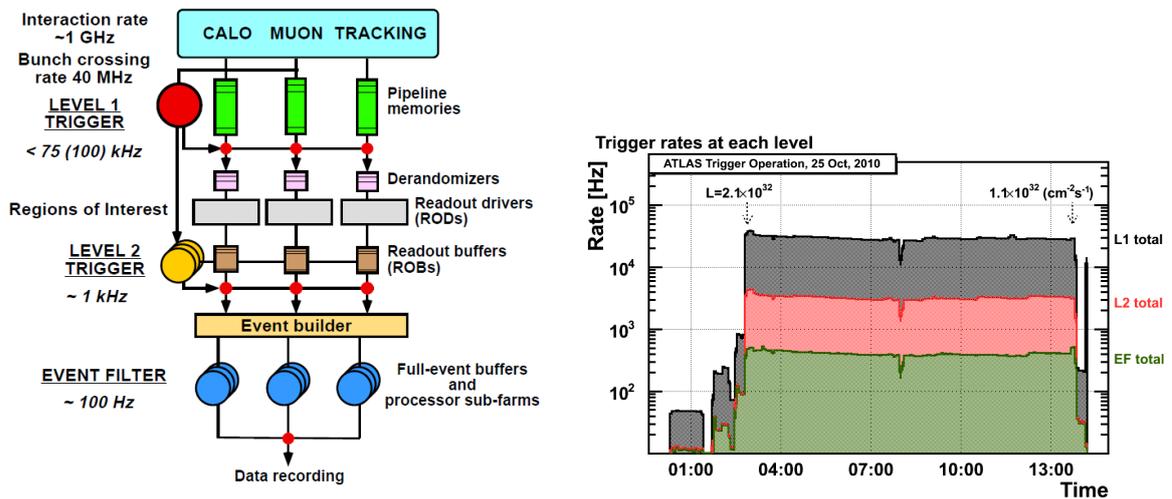


Figure 2.14 – À gauche, diagramme du système de déclenchement/acquisition [40]. À droite, taux de déclenchement totaux des niveaux L1, L2 et EF en fonction du temps pour le run où le pic de luminosité pour 2010 a été atteint [42].

2.2.5 Résumé et performances

Le tableau 2.3 résume le nombre de canaux et la couverture angulaire des différents sous-détecteurs. Il montre le très bon fonctionnement de tous ces sous-détecteurs, puisque plus de

97 % des canaux étaient opérationnels au moment de la prise de données en 2010.

Dans le calorimètre électromagnétique, certaines cellules ont leur électronique de lecture défaillante, que ce soit à cause de leur alimentation basse-tension, ou surtout à cause de câbles de transmission optique des FEBs défectueux. On peut voir la répartition de ces cellules par couche dans la figure 2.15 gauche. Le nombre de câbles de transmission défectueux a augmenté régulièrement depuis 2008 (figure 2.15 à droite), et ils ont été remplacés en janvier 2011, mais en 2010, cela concernait presque 2% des cellules.

Détecteur interne				
	Pixel	SCT	TRT	
Nombre de cellules	80 M	6.3 M	350 k	
Fraction opérationnelle	97.3%	99.2%	97.1%	
Couverture	$ \eta < 2.5$	$ \eta < 2.5$	$ \eta < 2.0$	
Calorimètre				
	EM	HEC	FCal	Tile
Nombre de cellules	170 k	5600	3500	9800
Fraction opérationnelle	97.9%	99.9%	100%	96.8%
Couverture	$ \eta < 3.2$	$1.5 < \eta < 3.2$	$3.1 < \eta < 4.9$	$ \eta < 1.7$
Spectromètre à muons				
	MDT	CSC	RPC	TGC
Nombre de cellules	350 k	31 k	370 k	320 k
Fraction opérationnelle	99.5%	98.5%	97.0%	98.4%
Couverture	$ \eta < 2.7$	$2.0 < \eta < 2.7$	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 2.7$
Déclenchement (niveau 1)				
	Calo	RPC	TGC	
Nombre de cellules	7160	370 k	320 k	
Fraction opérationnelle	99.9%	99.5%	100%	
Couverture	$ \eta < 4.9$	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 2.4$	

Tableau 2.3 – *Status du détecteur ATLAS au 9 novembre 2010.*

2.3 Programme de physique d'ATLAS et premiers résultats.

En tant qu'expérience généraliste, ATLAS possède un très vaste programme de recherche, que ce soit des mesures de particules déjà connues, la recherche du boson de Higgs, ou la recherche de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse va permettre soit de disposer d'un grand nombre de particules du Modèle Standard (boson W, quark top) pour faire des mesures de précision, soit d'avoir un nombre suffisant de processus rares (boson de Higgs, nouvelle physique) pour permettre leur observation. On peut voir ainsi sur la figure 2.16 la section efficace de production en collisions protons-protons de quelques processus en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Ainsi, entre 1.96 TeV au Tevatron et 14 TeV au LHC, la section efficace de production des bosons W et Z est mul-

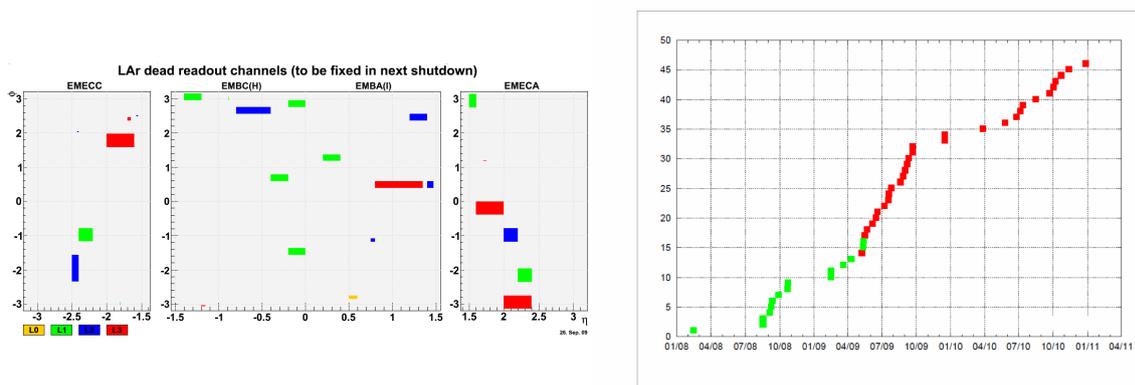


Figure 2.15 – *A gauche, carte $\eta - \phi$ des canaux électroniques non lus en 2010. A droite, nombre cumulatif de cartes électroniques ayant leur câble de transmission défectueux entre début 2008 et fin 2010.*

multipliée par 10, celle du quark top par 100, celle d'un boson de Higgs de masse 120 GeV par 60 [43], et celle d'un boson de jauge lourd de masse 1 TeV par 700. Sont également rassemblés dans le tableau 2.4 le nombre d'événements produits au LHC à la fin du mois de juin 2011 (1 fb^{-1}) pour quelques processus caractéristiques, et qui sont similaires voire supérieurs au nombre d'événements produits au Tevatron depuis le début de son fonctionnement. On peut aussi y voir la luminosité intégrée qui a été nécessaire à l'observation ou à l'exclusion de ces processus (sauf pour le boson de Higgs où il s'agit de prévisions [44]).

Particule	Masse (GeV)	Section efficace	Nbre évts fin 2011	Nbre évts Tevatron	\mathcal{L}_{int} pour observation	\mathcal{L}_{int} pour exclusion
$W \rightarrow \ell\nu$	80.4	10.45 nb	10^7	$3 \cdot 10^7$	7 nb^{-1} [45]	-
boson Z	91.2	0.9 nb	10^6	$3 \cdot 10^6$	17 nb^{-1} [46]	-
quark top ($t\bar{t}$)	172.0	165 pb	160k	72k	280 nb^{-1} [47]	-
Higgs	120	17 pb	17k	9k	8.3 fb^{-1}	2.9 fb^{-1}
Higgs	400	2 pb	2k		1.5 fb^{-1}	0.5 fb^{-1}
SUSY (\tilde{q} et \tilde{g})	800	-			-	35 pb^{-1} [48]
$W' \rightarrow \ell\nu$	1500	89 fb	90	25	-	36 pb^{-1} [49]
$Z' \rightarrow \ell\ell$	1000	95 fb	100	25	-	40 pb^{-1} [50]

Tableau 2.4 – *Masse, section efficace de production à 7 TeV, le nombre d'événements attendus fin juin 2011 (1 fb^{-1}), le nombre d'événements total au Tevatron (10 fb^{-1} [51]) et luminosité intégrée nécessaire pour une observation et/ou une exclusion.*

2.3.1 Mesures de précision dans le cadre du Modèle Standard.

Même si toutes les particules prédites par le modèle standard ont été découvertes et étudiées, et malgré l'environnement hadronique, certaines mesures de précision restent possibles au LHC, notamment dans le secteur du boson W et du quark top. De plus, ces particules permettront d'étalonner le détecteur au démarrage.

Les **bosons de jauge W et Z** ont déjà été étudiés en détails au LEP et au Tevatron. Ainsi, la masse du boson Z est connue avec une précision relative de 10^{-5} [10], et cette mesure

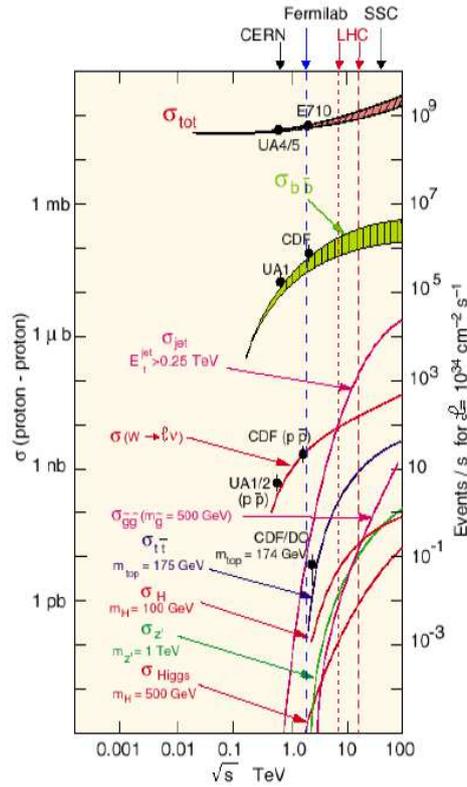


Figure 2.16 – Section efficace de production de différentes particules en collisions p - p en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

ne sera pas améliorée avec le LHC. En revanche, cette masse connue avec une grande précision permet de déterminer l'échelle d'énergie des électrons. Le but est d'atteindre une précision de 0.1% [52] (similaire à celle des expériences du Tevatron), voire de 0.02% pour la mesure de la masse du boson W par exemple [53]. Cette méthode permet également d'intercaler les 448 zones du calorimètre [54] avec une précision de 0.3% avec environ 500 pb^{-1} de données à 7 TeV. Ces mesures seront détaillées plus en détails au paragraphe 3.2.2.

La masse du boson W , quant à elle, est connue avec une précision dix fois moins bonne que celle du boson Z . La moyenne mondiale des mesures est de $80.399 \pm 0.023 \text{ GeV}$ [10], en combinant les résultats du Tevatron [55] et du LEP [56], qui ont une erreur de 31 MeV et 33 MeV respectivement. On peut voir que la précision atteinte par un collisionneur hadronique peut être meilleure que celle du LEP, et elle pourra être améliorée avec les mesures d'ATLAS [53]. Une année de prise de données (10 fb^{-1}) à 14 TeV permettra d'avoir une erreur statistique inférieure à 2 MeV, mais pour atteindre une précision de l'ordre de 15 MeV, une très grande maîtrise des erreurs systématiques est nécessaire. La principale source d'incertitude ($\sim 10 \text{ MeV}$) provient de l'échelle d'énergie des électrons, dont la linéarité entre la valeur mesurée à la masse du Z et celle à la masse du W devra être meilleure que 0.02%.

Par ailleurs, une bonne connaissance de la section efficace de production de ces bosons permet de tester les corrections QCD et contraindre les densités de probabilité des partons dans le proton, comme on le verra aux chapitres 6 et 7.

Le LHC est parfois surnommé "**usine à top**", car la section efficace de production de paires de ce quark est environ 100 fois plus grande à 14 TeV qu'à 1.96 TeV, l'énergie du Tevatron. Le quark top a la propriété unique de se désintégrer par interaction faible (presque exclusivement en boson W et quark b) avant de s'hadroniser. Cela permet d'étudier précisément certaines

propriétés de corrélation de spin ou de polarisation du boson W. La polarisation du W issu d'un quark top est calculée précisément avec le Modèle standard, donc une mesure précise de cette polarisation serait sensible à de la physique au-delà du Modèle standard. Ainsi, les différentes composantes de l'hélicité du boson W peuvent être mesurées avec l'expérience ATLAS avec une précision de 1 à 5% avec 10 fb^{-1} de données à 14 TeV [30, 57]. Les premières mesures avec 35 pb^{-1} de données à 7 TeV [58] ont une précision de 7%, dominée par les erreurs statistiques, qui est déjà meilleure que les résultats du Tevatron avec $\sim 5 \text{ fb}^{-1}$ de données [59, 60].

La mesure précise de la masse de ce quark est également importante, notamment parce que le boson de Higgs entre dans les corrections quadratiques de la masse du quark top et du boson W. Une mesure précise permet donc de contraindre indirectement la masse du boson de Higgs. La valeur moyenne de la masse du quark top en combinant les résultats de différentes expériences est de $173.32 \pm 1.06 \text{ GeV}$ [61]. Au LHC, il sera possible de mesurer cette masse avec une erreur comparable, à condition de connaître l'échelle d'énergie des jets avec une précision de 1% [30]. Enfin, une bonne compréhension de la production du quark top est essentielle, car il est l'un des bruits de fond principaux dans beaucoup de recherches de nouvelle physique.

2.3.2 Recherche du boson de Higgs.

Le **boson de Higgs**, comme on l'a vu au paragraphe 1.2.2, est la dernière particule prédite par le Modèle Standard et non encore observée. Il est donc activement recherché par les expériences du Tevatron et du LHC. La limite inférieure pour la masse du boson de Higgs, déterminée par les expériences du LEP, est de 114.4 GeV [62]. Les dernières combinaisons de mesures des expériences du Tevatron ont également exclu l'intervalle de masse entre 158 et 175 GeV à 95% de l'intervalle de confiance [63]. Par ailleurs, des limites indirectes via des mesures électrofaibles (comme l'étude la masse du boson W et du quark top) ont établi que la masse d'un boson de Higgs du Modèle Standard est inférieure à 185 GeV à 95% de l'intervalle de confiance [64].

Dans ATLAS, plusieurs canaux de désintégration sont étudiés, ceux-ci dépendant de la masse du boson de Higgs. Entre 110 et 140 GeV, il se désintègre majoritairement en une paire de quarks $b\bar{b}$, mais le bruit de fond QCD est trop important pour que ce canal soit étudiable au LHC (ce canal peut cependant être étudié dans une production associée d'un boson de Higgs et d'un boson vecteur). D'autres canaux de désintégration sont possibles, comme une paire $\tau\bar{\tau}$ (rapport d'embranchement entre 3 et 7%) ou une paire de photons. Pour ce dernier canal, le rapport d'embranchement est de 0.2% seulement, et le bruit de fond est très important. Cependant, comme la largeur d'un boson de Higgs de cette masse serait inférieure à 10 MeV, il serait possible d'extraire un pic dans la distribution de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$, et le calorimètre électromagnétique a été étudié dans ce but.

De 130 à 1000 GeV, les canaux dominants sont les désintégrations en deux bosons vecteurs (W ou Z). En particulier, le canal où les bosons Z se désintègrent en deux leptons e ou μ est dit "canal en or", car même si le rapport d'embranchement est assez faible, le niveau de bruit de fond est bas.

On peut voir sur la figure 2.16 le potentiel de découverte ou d'exclusion d'un boson de Higgs avec l'expérience ATLAS et une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Avec 1 fb^{-1} de données accumulées (quantité délivrée par le LHC le 16 juin 2011), ATLAS devrait pouvoir exclure un boson de Higgs avec une masse comprise entre 130 et 460 GeV. Puis, avec 5 fb^{-1} de données, une observation du boson de Higgs avec une signification statistique de 3σ à 95% de l'intervalle de confiance serait possible pour des masses comprises entre 120 et 500 GeV [44].

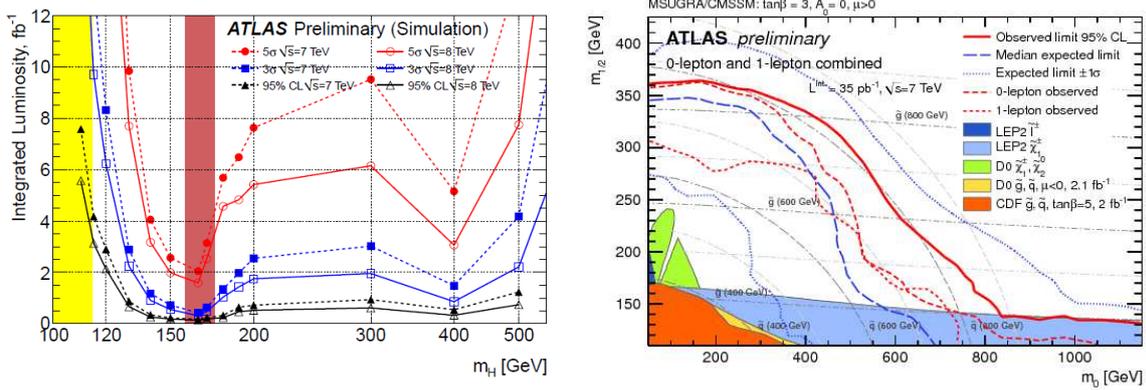


Figure 2.17 – *A gauche, luminosité intégrée nécessaire à l'exclusion, à la mise en évidence, ou à la découverte d'un boson de Higgs du Modèle Standard, avec une énergie dans le centre de masse de 7 ou 8 TeV [65]. A droite, limites d'exclusion à 95% de l'intervalle de confiance attendues (en bleu) et observés (ou rouge) dans le plan $(m_0 ; m_{1/2})$ pour les recherches de particules supersymétriques avec des jets, de l'énergie transverse manquante et 0 ou 1 lepton, avec 36 pb^{-1} de données, interprétées dans le cadre de la théorie mSUGRA avec $A_0 = 0$, $\tan\beta = 3$, et $\mu > 0$. Les limites du Tevatron et du LEP sur les masses des squarks et gluinos dans ce contexte sont ajoutées.*

2.3.3 Recherches au-delà du modèle standard.

2.3.3.1 Supersymétrie

Comme on l'a vu au paragraphe 1.3, le Modèle Standard possède plusieurs limitations, notamment les problèmes de naturalité et de hiérarchie. Les **extensions supersymétriques** du Modèle Standard permettent de résoudre ces problèmes en introduisant une nouvelle symétrie qui transforme des fermions en bosons et inversement. Dans un modèle d'extension minimale du Modèle Standard (MSSM), à chaque particule (ou multiplets de particules) est associé un partenaire supersymétrique et 5 bosons de Higgs sont prédits : quark-squark, lepton-slepton, gluon-gluino, boson W/Higgs chargés-charginos et boson Z/photon/Higgs neutres-neutralinos. Les théories supersymétriques présentent d'autres avantages : elles permettent par exemple d'unifier les constantes de couplages à l'échelle de Planck, ce qui est prédit par les théories de Grande Unification, et certaines particules supersymétriques feraient de bons candidats à la matière noire. Certains de ces modèles introduisent des particules de spin 2 qui font des candidats au graviton et permettent d'inclure la gravitation. Cependant, puisque les particules supersymétriques de masse égale à leur partenaire du Modèle Standard n'ont pas été observées (les limites inférieures sont de l'ordre de 100 GeV pour les masses des charginos et des sleptons (LEP [66]), et de l'ordre de 300-350 GeV pour les masses de squarks et gluinos (Tevatron [67, 68])), la symétrie doit être brisée, introduisant une centaine de paramètres libres supplémentaires. Différents modèles pour expliquer cette brisure vont poser des contraintes sur ces paramètres. Un modèle utilisé fréquemment est le modèle mSUGRA (pour *minimal supergravity*) qui ne contient que 5 paramètres libres : la masse commune m_0 des particules scalaires (squarks, gluinos, boson de Higgs), la masse commune $m_{1/2}$ des charginos et neutralinos, et l'interaction trilineaire A_0 Higgs-sfermion-sfermion à l'échelle de Grande Unification, $\tan\beta$ où β est le rapport des valeurs du champ de Higgs dans le vide des deux bosons de Higgs, et le signe de μ , la masse du boson de Higgs.

Les premières recherches de supersymétrie dans ATLAS se concentrent sur la recherche d'événements à grande énergie transverse manquante [53, 69]. Dans de nombreux modèles de supersymétrie, un nouveau nombre quantique est introduit, la R-parité, qui vaut +1 pour les particules ordinaires, et -1 pour les particules supersymétriques. Si cette parité est conservée,

les superparticules vont être produites par paires, et vont toutes décroître vers une particule stable appelée LSP (pour *lightest supersymmetric particle*). Cette particule n'interagissant que faiblement avec la matière, elle va créer une grande énergie transverse manquante, et la plupart des premières recherches sont basées sur les recherches avec des jets, des leptons, et une grande énergie transverse manquante ($\gtrsim 100$ GeV) [70, 71, 72, 49, 73]. Ces études n'ont pas montré d'excès par rapport aux prédictions du Modèle Standard, mais peuvent être interprétées dans le cadre de la théorie mSUGRA en prenant comme point de référence $A_0 = 0$, $\tan\beta = 3$, et $\mu > 0$. Ces résultats peuvent être comparés aux limites mesurées par les expériences du LEP et du Tevatron, comme on peut le voir par exemple pour la combinaison des analyses des jets, E_T^{miss} , et 0 ou 1 lepton sur la figure 2.17 à droite [48] : les limites sur la masse des squarks et gluinos sont repoussées de ~ 350 GeV à 815 GeV avec seulement 60 fois moins de données que les expériences D0 et CDF.

2.3.3.2 Autres recherches

De nombreuses théories au-delà du Modèle Standard prédisent également des particules de masse comprise entre quelques centaines de GeV et quelques TeV. Quelques premiers résultats de ces recherches au LHC sont présentés ici.

De nombreuses théories au-delà du Modèle Standard, comme celles de *little Higgs* [74], de grande unification [75], ou de dimensions supplémentaires [76] prédisent l'existence de bosons de jauge lourds neutres (nommés alors Z') ou chargés (W'). La recherche de ces bosons, dans le cadre où ils ont les mêmes couplages que ceux du Modèle standard, se base souvent sur la recherche d'un excès de signal dans les distributions de masse invariante $m_{\ell\ell}$ ou de masse transverse m_T dans les canaux de désintégrations leptoniques. Les résultats les plus récents ont été réalisés par les expériences ATLAS et CMS, avec ~ 35 pb $^{-1}$ de données. Les mesures de ces deux expériences pour un boson Z' sont de 1.05 TeV et 1.14 TeV pour les expériences ATLAS [50] et CMS [77] respectivement, repoussant la précédente limite de 1.03 TeV mesurée par l'expérience CDF [78]. Pour un boson W' , une limite de 1.1 TeV est mesurée au Tevatron [79, 80], et elle est de 1.49 TeV et 1.58 TeV pour les expériences ATLAS [49] et CMS [81, 82] respectivement.

Plusieurs recherches de nouvelle physique reposent sur l'étude de production abondante de di-jets au LHC, en particulier du spectre de la masse invariante des jets et de la distribution angulaire des jets par rapport à l'axe des faisceaux, deux distributions décrites précisément par la théorie perturbative de la chromodynamique quantique. Parmi ces modèles, la similitude des 3 familles de fermions pourraient être une indication que les quarks et les leptons ont une nature composite, et qu'il existe des **quarks excités** q^* de grande masse. Une extension de la chromodynamique quantique prévoit quant à elle l'existence de gluons massifs nommés **axigluons**. Ces deux types de particules produiraient des résonances dans le spectre de masse invariante. Les meilleures limites actuelles sont de $0.60 < m_{q^*} < 2.64$ TeV pour les quarks excités et $0.60 < M < 2.10$ TeV pour les axigluons, mesurées avec 36 pb $^{-1}$ par l'expérience ATLAS [83], dépassant les limites précédentes de l'expérience CDF [84] avec 1.1 fb $^{-1}$. Une autre manifestation de la nature composite des quarks pourrait être une **interaction de contact** entre 4 fermions à une échelle caractéristique Λ . Dans ce cas, la proportion de di-jets produits dans la région centrale augmente avec la masse invariante, ce qui n'est pas le cas dans le Modèle Standard. La limite actuelle sur Λ est de 9.5 TeV [83], repoussant la limite de 2.4 TeV mesurée par l'expérience D0 [85].

Certaines extensions du Modèle Standard (certains modèles de fermions composites, de Grande Unification ou de technicolor étendue) prévoient l'existence de **leptoquarks** (LQ),

particules qui porteraient à la fois un nombre leptonique et un nombre baryonique. La création de paires $LQ\bar{L}\bar{Q}$ sont étudiées auprès des collisionneurs, dans les canaux $llqq$ ou $lvqq$. Dans le cas où les leptoquarks se désintègrent exclusivement en une paire lq , les meilleures limites actuelles, mesurées avec 35 pb^{-1} de données par l'expérience CMS, sont de 384 GeV [86] et de 422 GeV [87] pour les leptoquarks de première et deuxième génération respectivement.

Même si la mesure précise du pic de masse du boson Z au LEP [1] a fixé à 3 le nombre de neutrinos légers, certaines théories proposent l'existence qu'une 4^{ème} génération de particules lourdes, qui pourraient être une source de violation de la symétrie CP, ou expliquer un boson de Higgs lourd. Les premières recherches au LHC ont permis de contraindre les masses inférieures de quarks de 4^{ème} génération : les masses $m_{q_4} < 270 \text{ GeV}$ avec l'expérience ATLAS [88] et $255 < m_{b_4} < 361 \text{ GeV}$ avec l'expérience CMS [89] sont exclues. Ces limites sont encore inférieures à celles mesurées par l'expérience CDF : 356 GeV pour un quark de type up et 372 GeV [90] pour un quark de type $down$ [91].

La figure 2.18 résume les limites sur toutes les recherches d'ATLAS de physique au-delà du Modèle Standard avec les données enregistrées en 2010 et début 2011. Pour toutes ces recherches, les limites des précédentes expériences ont déjà été repoussées (sauf pour les quarks de 4^{ème} génération), avec moins de 50 pb^{-1} de données, montrant bien le grand potentiel de découverte auprès du LHC.

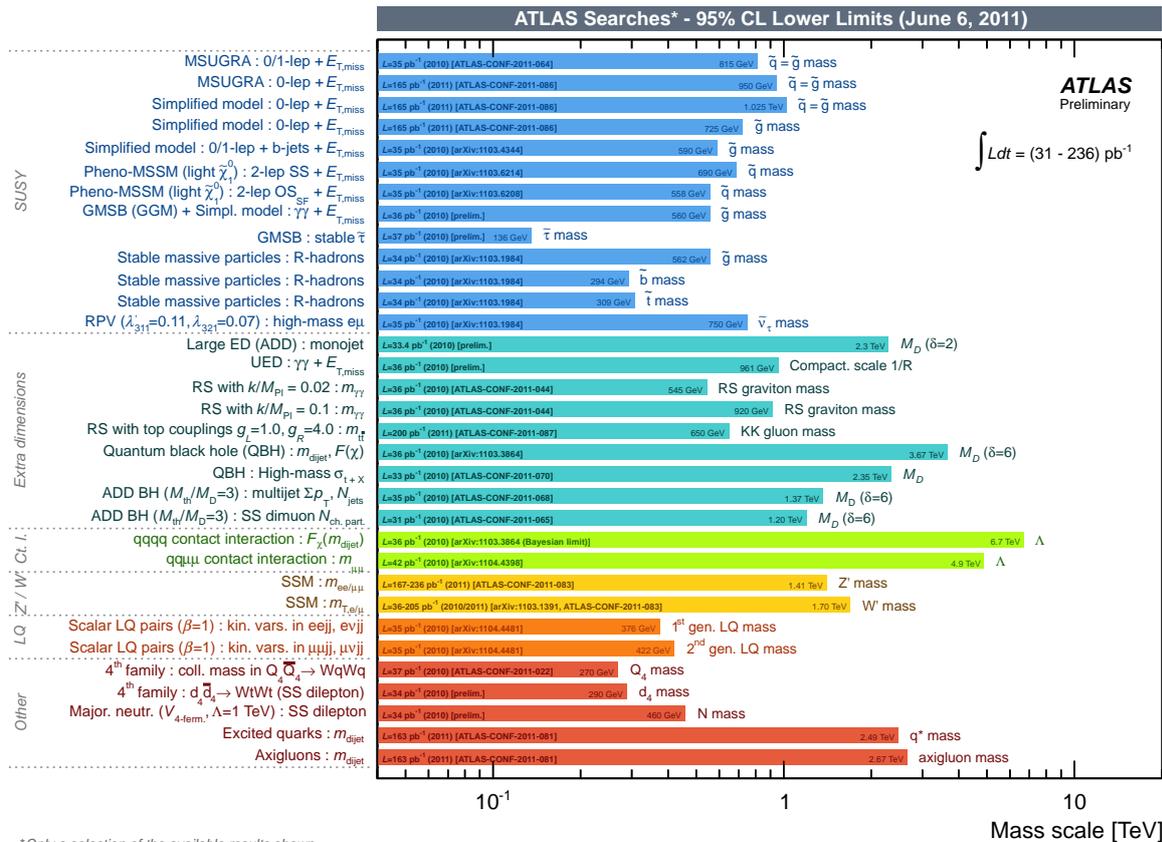


Figure 2.18 – Limites sur la masse de particules prédites par des modèles au-delà du Modèle Standard, mesurées par l'expérience ATLAS au 6 juin 2011.