

La physique du W dans l'expérience ATLAS au LHC

Ce chapitre introduit le programme de physique de l'expérience ATLAS. Les perspectives pour la physique du boson W sont en particulier détaillées. Les mécanismes de production du boson W dans les collisions proton-proton sont étudiés et le calcul de la section efficace de production à l'ordre dominant est finalement présenté.

2.1 Le LHC

2.1.1 Description de la machine

Chaîne d'accélération

La chaîne complète d'accélérateurs utilisée pour obtenir deux faisceaux de protons de 7 TeV est représentée sur la Figure 2.1.

La première étape consiste en la production de protons dans un duoplasmatron. Du dihydrogène gazeux est injecté avec des électrons dans une chambre à vide : les molécules de H_2 se dissocient et forment un plasma $H^+ - e^-$. Le plasma est alors accéléré : en sortie, les protons ont une énergie d'environ 100 keV. Les protons sont alors injectés dans le LINear ACcelerator (LINAC2), qui les accélère jusqu'à 50 MeV. Tout au long de la chaîne d'accélération, ce sont des cavités radiofréquences qui permettent d'augmenter l'énergie des protons. Le booster augmente ensuite leur énergie jusqu'à 1.4 GeV, le Proton Synchrotron (PS) jusqu'à 26 GeV et le Super Proton Synchrotron (SPS) jusqu'à 450 GeV, énergie d'injection dans le LHC.

La première étape de mise en forme en paquets de protons espacés de 25 ns a lieu dans le PS [28]. Un paquet contient $\sim 10^{11}$ protons. Un cycle de remplissage du SPS correspond à trois ou quatre injections, à 3.6 s d'intervalle, de 72 paquets de protons espacés de 25 ns. La phase d'accélération des protons dans le SPS dure 8 s. L'injection dans le LHC est alors réalisée.

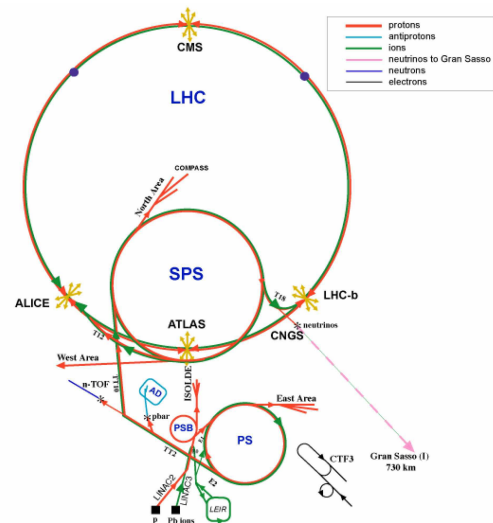


FIG. 2.1 – Le complexe d'accélérateurs du CERN [27]

Pour la préparation d'un faisceau d'un run du LHC, ce cycle est répété douze fois. Au total, 2808 paquets (sur les 3564 positions disponibles) sont injectés : des groupes de paquets vides sont nécessaires à cause des temps de montée des systèmes d'injection et de dump. Quatre minutes sont nécessaires pour remplir chaque anneau.

L'anneau principal

Une fois l'injection des protons du SPS terminée, environ 20 minutes sont nécessaires pour augmenter l'énergie des protons jusqu'à 7 TeV. L'énergie maximum est déterminée par le champ magnétique maximum (8.33 T) créé par les aimants du LHC. Les aimants utilisent des supraconducteurs en niobium-titane, placés dans un bain d'hélium superfluide et refroidis ainsi à une température en dessous de 2 K. Le système de cryogénie fonctionne de manière permanente. Pour des raisons de maintenance et économiques, une interruption hivernale de plusieurs mois est imposée chaque année : les dipôles sont alors progressivement remontés à température ambiante puis ramenés à 2 K (environ six semaines sont nécessaires pour chaque étape). La Figure 2.2 montre la coupe transversale d'un dipôle ; la Figure 2.3 est une photographie de dipôles installés dans le tunnel du LHC. Afin de respecter les contraintes spatiales et économiques, les deux tubes à vide dans lesquels se propagent les faisceaux sont montés dans un même cryostat. Au voisinage des points d'interaction, les deux faisceaux partagent un même tube sur environ 130 m. Un cycle nominal du LHC peut-être décomposé en quatre phases : l'injection (~ 20 minutes), l'augmentation de l'énergie des faisceaux de 450 GeV à 7 TeV (~ 20 minutes), le run de physique (maximum 15 heures, un dump complet du faisceau est réalisé à la fin du run), la diminution du champ magnétique des aimants (~ 20 minutes). Les principaux paramètres de la machine pour son fonctionnement nominal, i.e. à une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, sont donnés dans la Table 2.1.

Pour l'année 2009, il est prévu d'effectuer des collisions avec des faisceaux d'une énergie de 5 TeV pour une luminosité de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le courant nécessaire dans les dipôles pour atteindre cette énergie est 9.3 kA (contre 11.8 kA pour l'énergie nominale). En Septembre 2008, un incident est survenu dans le secteur 3-4 (un secteur correspond à un huitième de l'anneau) lors de la montée en courant de ce secteur jusqu'à 9.3 kA. L'origine de l'incident est une connection électrique défectueuse entre deux dipôles. Les réparations nécessaires repoussent le démarrage à l'automne 2009.

Paramètre	Valeur
Circonférence de l'anneau	26658.883 m
Nombre de dipôles	1232
Longueur d'un dipôle	14.3 m
Champ magnétique	8.33 T
Energie électromagnétique stockée par dipôle	7 MJ
Energie des protons	7 TeV
Luminosité	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Nombre de protons par paquet	$1.15 \cdot 10^{11}$
Nombre de paquets	2808
Espacement entre deux paquets	25 ns
Dimension transverse d'un paquet (aux points 1 et 5, ATLAS et CMS)	$16.7 \mu\text{m}$
Longueur d'un paquet	7.55 cm
Durée de vie du faisceau	14.9 h

TAB. 2.1 – Valeurs des principaux paramètres du LHC à son fonctionnement nominal. Les valeurs ont été prises dans la référence [29].

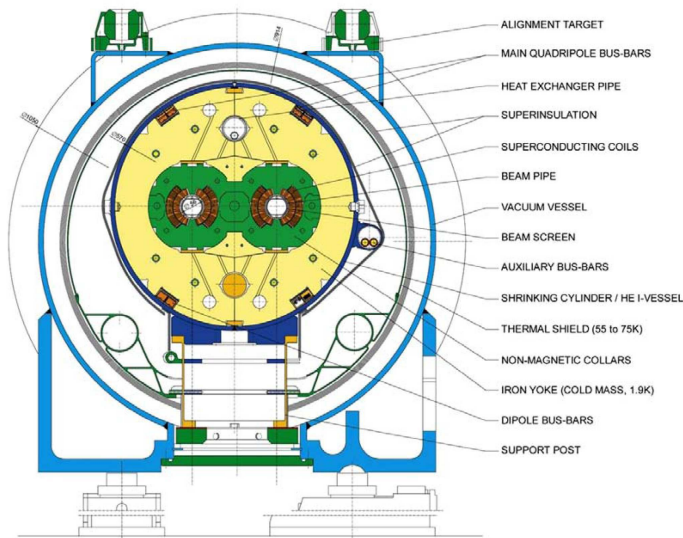


FIG. 2.2 – Coupe transversale d'un dipôle [28]



FIG. 2.3 – Dipôles installés dans le tunnel du LHC [30]

2.1.2 Luminosité

Paramètres du faisceau

Pour un processus de section efficace σ , le nombre d'événements produits par seconde au LHC est donné par :

$$N_{\text{événements}} = \sigma \times L \quad (2.1)$$

où L est la luminosité (instantanée) au point de collision. Elle s'exprime en fonction des paramètres du faisceau :

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^* \sqrt{1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*}\right)^2}} \quad (2.2)$$

où N_b est le nombre de particules par paquet (*bunch*), n_b est le nombre de bunchs par faisceau, f_{rev} est la fréquence de révolution, γ_r est le facteur de Lorentz, ϵ_n est l'émittance transverse normalisée du faisceau, β^* est la fonction β au point d'interaction, θ_c est l'angle de croisement au point d'interaction, σ_z est la longueur d'un bunch et σ^* est la dimension transverse d'un bunch au point d'interaction.

La principale limitation pour la luminosité vient des interactions faisceau-faisceau qui se produisent dans les tubes communs au voisinage des points d'interaction. Ces interactions augmentent la dispersion transverse des faisceaux et diminuent leur stabilité. Le contrôle de ces interactions restreint le nombre de protons maximum par bunch. Une deuxième contrainte est imposée par la dimension des écrans à faisceau placés dans les arcs du LHC. Ces écrans sont nécessaires pour contrôler les effets de nuage électronique. Leur dimension limite la dimension transverse des bunchs.

Durée de vie du faisceau

La luminosité diminue au cours d'un run du LHC. Les trois principales causes de cette diminution sont les pertes dues aux collisions de protons, à leur diffusion avec le gaz résiduel et aux effets de diffusion faisceau-faisceau. La prise en compte de ces effets donne une durée de vie du faisceau d'environ 15 h (la durée de vie est ici calculée comme le temps correspondant à une luminosité diminuée d'un facteur $\frac{1}{e}$ par rapport à la luminosité

initiale). La luminosité intégrée d'un run de physique est obtenue en intégrant la luminosité instantanée sur la durée du run. La luminosité maximum qu'il est possible d'accumuler au cours d'une année de fonctionnement est limitée par l'alternance des différents cycles du LHC et par les périodes de maintenance nécessaires : une année de fonctionnement à haute luminosité ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) pourrait permettre d'accumuler jusqu'à 100 fb^{-1} de données.

2.2 Les expériences

ATLAS, CMS, LHCb, ALICE et TOTEM

Cinq expériences seront menées au CERN au cours des prochaines années (voir Fig. 2.4) :

- **ATLAS et CMS (Compact Muon Solenoid)** : deux détecteurs généraux, conçus pour fonctionner à haute luminosité et optimisés pour la recherche du boson de Higgs, la recherche de nouvelle physique et les mesures de précision du secteur électrofaible du Modèle Standard. Les deux détecteurs possèdent une structure très proche : le détecteur CMS est représenté sur la Figure 2.5, le détecteur ATLAS sera décrit précisément au Chapitre 3.
- **LHCb (Large Hadron Collider beauty)** : un détecteur dédié à l'étude de la violation de charge-parité dans les désintégrations d'hadrons B
- **ALICE (A Large Ion Collider Experiment)** : un détecteur dédié à l'étude du plasma de quark-gluon dans des collisions d'ions lourds
- **TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement)** : un détecteur constitué de deux parties, placées symétriquement par rapport au point d'interaction 5 (CMS), et dédié à la mesure de la section efficace totale de collision proton-proton.

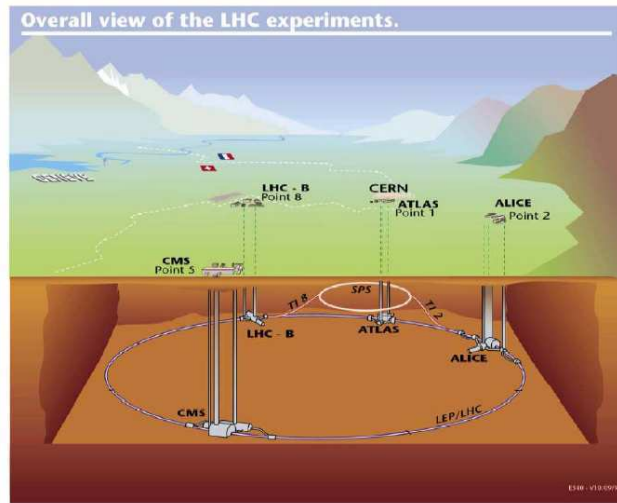


FIG. 2.4 – Répartition des expériences ATLAS, CMS, LHCb et ALICE au LHC [30]

2.2.2 Programme de physique d'ATLAS

La tâche majeure de l'expérience ATLAS est la compréhension de l'origine de la brisure de symétrie électrofaible. La découverte du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard et de la supersymétrie constitue donc le premier objectif. Un deuxième objectif est la recherche de nouvelle physique (en particulier de la supersymétrie). Les mesures de précision du Modèle Standard constituent également une composante essentielle du programme de physique. Les contraintes imposées par ces objectifs sur les choix technologiques pour le développement du détecteur seront développées au chapitre 3.

Recherche du boson de Higgs dans le Modèle Standard

Au LHC, le mode de production dominant du boson de Higgs est la fusion de gluons. La Figure 2.6 représente les sections efficaces des différents modes pour des masses de 100 à 1000 GeV. Les rapports de

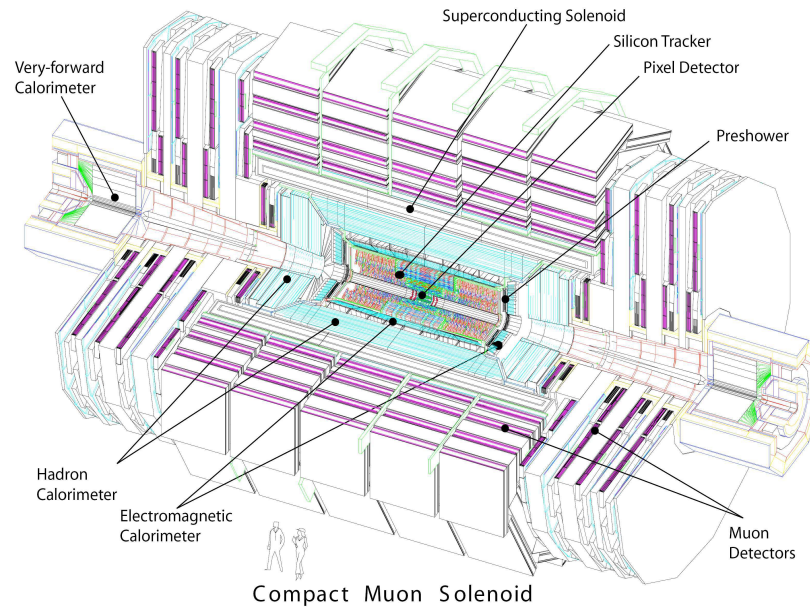


FIG. 2.5 – Vue générale du détecteur CMS [31]

branchement évoluent également en fonction de la masse du Higgs (voir Fig. 2.7). Pour chaque topologie, l'efficacité de reconstruction des événements et le niveau de bruit de fond sont différents. Une simulation complète des événements de signal et de bruit de fond permet de calculer la signification statistique pour chaque canal à une valeur de masse donnée. La signification statistique pour le potentiel de découverte est définie comme :

$$Z = \sqrt{-2 \ln \lambda(M_H)}$$

où λ est le rapport des vraisemblances pour les hypothèses *bruit de fond seulement* et *bruit de fond plus signal*. La Figure 2.8 représente la signification statistique par canal pour un boson de Higgs de basse masse pour une luminosité de 10 fb^{-1} , ainsi que la signification statistique combinée. En dessous de 125 GeV, les canaux accessibles sont $H \rightarrow \tau\tau$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$. Lorsque la masse augmente, les canaux $H \rightarrow ZZ^*$ et $H \rightarrow WW$ deviennent les plus prometteurs.

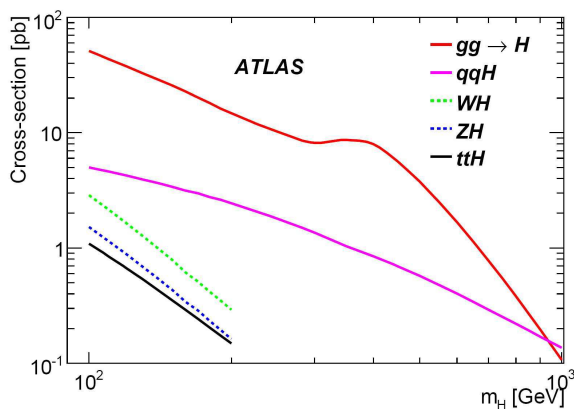


FIG. 2.6 – Sections efficaces des différents canaux de production du boson de Higgs au LHC dans le Modèle Standard en fonction de sa masse [25]

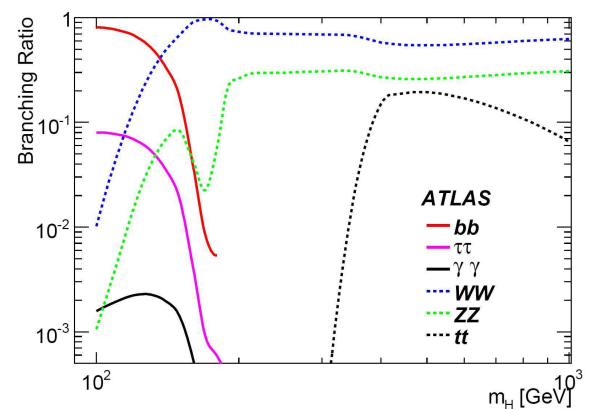


FIG. 2.7 – Rapports de branchement des différents modes de désintégration du boson de Higgs dans le Modèle Standard [25]

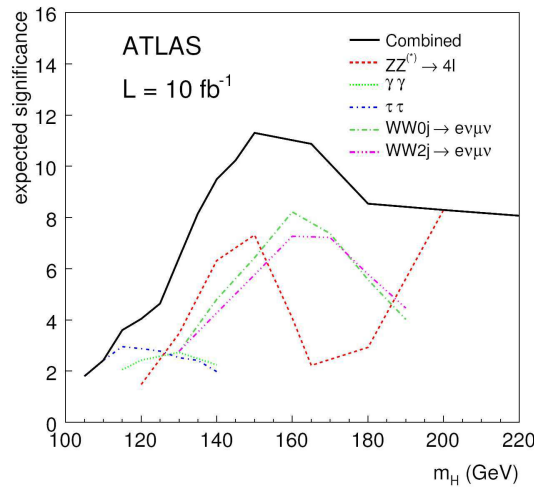


FIG. 2.8 – Potentiel de découverte d'un boson de Higgs de basse masse dans le Modèle Standard pour différents canaux et leur combinaison pour une luminosité de 10 fb^{-1} [25]

Supersymétrie

Une première part des études en supersymétrie consiste en la recherche de bosons de Higgs (neutres et chargés). L'autre part essentielle est la recherche inclusive de la supersymétrie avec R-parité. Dans cette hypothèse, les particules et leur superpartenaire sont produits par paire, la R-parité devant être conservée. Dans les modèles de type mSUGRA, les particules supersymétriques se désintègrent en un *Lightest Supersymmetric Particle* qui interagit faiblement et échappe à la détection : la signature inclut donc une énergie transverse manquante élevée. Au Chapitre 1 (voir Fig. 1.7), le potentiel de découverte a été illustré pour un benchmark point de mSUGRA. Dans les modèles de type GMSB (Gauge Mediated Susy Breaking), le *Next Lightest Supersymmetric Particle* peut avoir une longue durée de vie et se désintégrer en un photon et un graviton. La signature inclut donc un photon non-pointant que le calorimètre électromagnétique peut identifier.

Le détecteur ATLAS possède une grande sensibilité pour la découverte de la supersymétrie et pourra contraindre de larges secteurs dans l'espace des paramètres.

Mesures de précision électrofaibles

Les mesures de la masse du W et du quark top permettent de contraindre la masse du boson de Higgs. Pour la masse du W , l'objectif est d'atteindre une sensibilité de 7 MeV par canal (électron et muon) avec 10 fb^{-1} de données [32] (actuellement $\Delta M_W = 25 \text{ MeV}$ [11]). La masse du top pourra être déterminée avec une incertitude de 1 GeV pour 1 fb^{-1} de données [25] (actuellement $\Delta M_t = 1.4 \text{ GeV}$ [11]). La contrainte sur la masse du Higgs pourra ainsi être améliorée et comparée à une éventuelle mesure directe de sa masse. La mesure des couplages de jauge à trois bosons (dont les valeurs sont sensibles aux éventuelles corrections dues à la présence de nouvelle physique) figure aussi parmi les objectifs importants de l'expérience ATLAS.

2.3 Physique du W dans ATLAS : quels objectifs ?

Compréhension du détecteur et optimisation des générateurs

Les canaux $W \rightarrow \ell\nu$ et $Z \rightarrow \ell\ell$ (avec $\ell = e$ ou μ) sont considérés comme des chandelles standards pour la compréhension et l'étalonnage du détecteur. Les événements $W \rightarrow \ell\nu$ constituent une source abondante de leptons isolés de haute impulsion transverse ($p_T \sim 40 \text{ GeV}$). Les électrons produits permettent de tester les

chaînes du système de déclenchement consacrées à la détection des électrons, d'étudier les critères d'identification des électrons, les effets de bremsstrahlung et de faire une carte de la matière en amont des calorimètres. La présence de neutrinos dans ces événements permet de contrôler la reconstruction de l'énergie transverse manquante : son échelle et sa résolution peuvent être déterminées en ajustant des distributions prédites d'impulsion transverse du lepton aux données. Un bon contrôle de l'énergie transverse manquante est un prérequis indispensable pour toute recherche en supersymétrie. En complément des événements de biais minimum, ces événements permettent l'optimisation des paramètres des générateurs contrôlant les événements sous-jacents : les modélisations ont été optimisées seulement jusqu'à une énergie dans le centre de masse de 2 TeV pour des collisions proton-antiproton (expériences du Tevatron) et un ajustement aux premières données du LHC sera indispensable.

Mesures de précision

La mesure de section efficace de production inclusive de W sera parmi les premiers résultats de physique du LHC : elle devra permettre de montrer rapidement le potentiel du détecteur. L'incertitude théorique sur la section efficace est de l'ordre de 4% et sa mesure constitue donc un test de précision de QCD à haute énergie. La précision théorique et la statistique élevée de bosons W accumulée au LHC offrira la possibilité de mesurer précisément la luminosité d'un échantillon de données ($\sim 5\%$), la seule limitation étant l'incertitude systématique. Au début du fonctionnement du LHC, la luminosité sera seulement donnée par les paramètres de la machine avec une précision de l'ordre de 10 – 20%. Mais à partir de 2010, le détecteur ALFA [33] (Absolute Luminosity For ATLAS) devrait permettre de mesurer la luminosité absolue avec une précision de $\sim 2 - 3\%$.

En combinant avec le canal $Z \rightarrow ee$, le rapport R peut être mesuré :

$$R = \frac{\sigma(W \rightarrow e\nu)}{\sigma(Z \rightarrow ee)}$$

Ce rapport offre la possibilité d'effectuer une mesure précise dans le canal électron, même dans la première phase de l'expérience car une grande partie des incertitudes systématiques s'annule dans le rapport. La valeur de R est précisément connue théoriquement ($\Delta R/R \sim 1\%$) : une mesure précise de R est sensible à une résonance de masse élevée se désintégrant en un boson W ou Z .

Les fonctions de distribution de parton du proton pourront également être contraintes en mesurant la section efficace différentielle en rapidité du lepton provenant du boson W : il a été montré qu'en incluant 250 pb^{-1} de données dans un ajustement global, les incertitudes sur certains paramètres sont réduites significativement (jusqu'à 35% pour le paramètre du gluon à bas x) [34].

La précision actuelle sur la masse du W pourra être améliorée (voir Sec. 2.3).

Contrôle du bruit de fond pour les découvertes

Les événements $W \rightarrow \ell\nu$ constituent un bruit de fond significatif dans plusieurs canaux de recherche dans le Modèle Standard et au-delà, en particulier dans les événements de topologie W +jets. Ce bruit de fond est important pour la recherche du boson de Higgs (notamment dans le canal $H \rightarrow WW$, voir Fig. 2.9) et essentiel pour les recherches inclusives en supersymétrie (de nombreuses signatures sont de type *lepton plus énergie transverse manquante plus jets*, voir Fig. 2.10). Le contrôle de ce bruit de fond sera indispensable avant de pouvoir interpréter tout excès d'événements observé dans ces canaux. Un boson lourd W' est prédit dans plusieurs scénarios au-delà du Modèle Standard : la limite actuelle établie par l'expérience D0 est 1 TeV [35]. La queue à haute masse dans la production du W dans le Modèle Standard est le bruit de fond dominant pour cette recherche (voir Fig. 2.11).

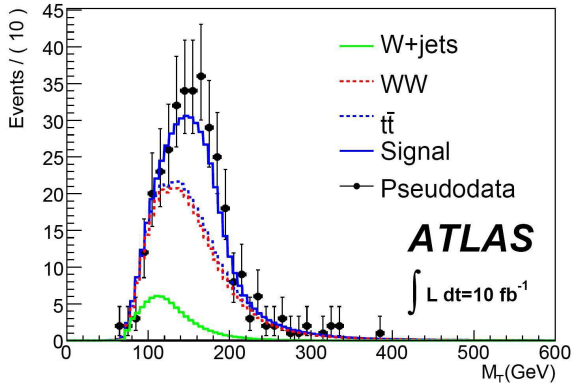


FIG. 2.9 – Distributions de masse transverse du boson de Higgs pour le signal ($M_H = 170$ GeV) et les bruits de fond pour une luminosité de 10 fb^{-1} [25]

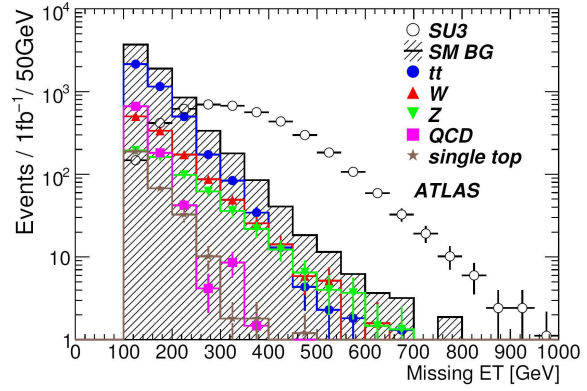


FIG. 2.10 – Distributions d'énergie transverse manquante pour le signal supersymétrique et les bruits de fond dans le canal 0-lepton pour une luminosité de 1 fb^{-1} [25]

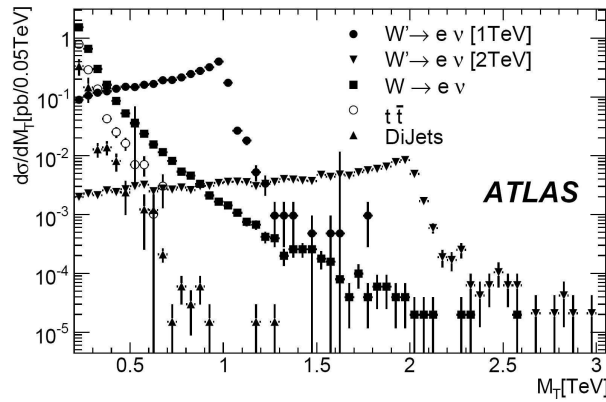


FIG. 2.11 – Distributions de masse transverse du boson W' pour le signal ($M_{W'} = 1$ ou 2 TeV) et les bruits de fond (les distributions sont normalisées aux sections efficaces de production) [25]

2.4 Production du W au LHC

2.4.1 Phénoménologie des collisions proton-proton

Théorème de factorisation

La phénoménologie des collisions proton-proton est décrite à travers le modèle des partons :

- les partons sont les quarks et gluons, considérés comme des particules ponctuelles libres à l'intérieur du proton ;
- le parton a possède la fraction x_a de l'impulsion totale du proton, les x_a vérifiant : $\sum_a x_a = 1$;
- l'impulsion transverse des partons est négligée.

Dans ce modèle, la section efficace d'un processus donné $p + p \rightarrow X$ s'écrit en utilisant le théorème de factorisation :

$$\sigma(p + p \rightarrow X) = \sum_{(a,b)} \int_0^1 dx_a dx_b f_a(x_a) f_b(x_b) \hat{\sigma}(a + b \rightarrow X, \hat{s})$$

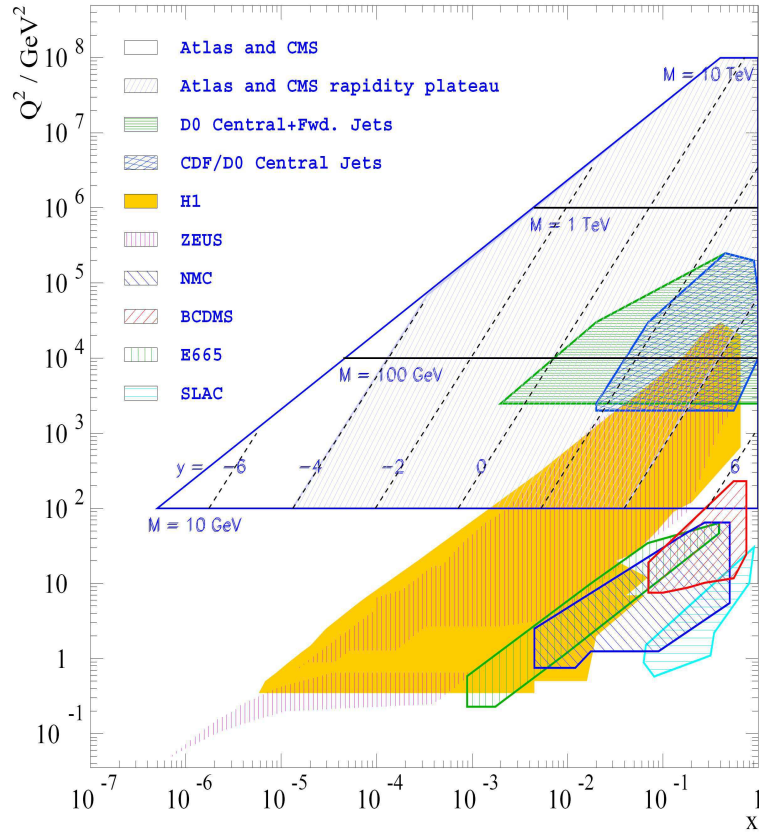


FIG. 2.12 – Couverture dans le plan (x, Q^2) des expériences du LHC et d'autres expériences pertinentes

où la somme est effectuée sur tous les couples de partons (a, b) dont l'interaction peut conduire à l'état final X , $f_{a(b)}$ est la fonction de distribution du parton $a(b)$ du proton (PDF), $\hat{\sigma}(a + b \rightarrow X, \hat{s})$ est la section efficace du processus élémentaire entre les partons a et b et $\hat{s} = x_a x_b s$ (s est l'énergie totale dans le centre de masse). Les fonctions de distribution de parton et les sections efficaces élémentaires doivent être évaluées à une échelle d'impulsion Q donnée. Ce théorème traduit la factorisation possible des effets de la physique "courte distance" (impliquant les partons) par les effets de la physique "longue distance" (impliquant les hadrons). Les échelles de factorisation μ_F et de renormalisation μ_R sont introduites :

$$\sigma(p + p \rightarrow X) = \sum_{(a,b)} \int_0^1 dx_a dx_b f_a(x_a, \mu_F) f_b(x_b, \mu_F) \hat{\sigma}(a + b \rightarrow X, \hat{s}, \mu_R)$$

où μ_F est le transfert d'impulsion caractéristique du processus et μ_R est l'échelle d'impulsion pour la constante de couplage QCD. Formellement, la section efficace calculée à tous les ordres en théorie des perturbations est indépendante de ces échelles mais le calcul à un ordre donné dépend des valeurs choisies. Dans le cas de la production d'un boson $W(Z)$, le choix $\mu_F = \mu_R = M_{W(Z)}$ est souvent effectué.

Fonctions de distribution de partons

Les valeurs des PDFs ne sont pas prédites dans le Modèle Standard : les valeurs pour x, Q^2 donné sont extraites des données expérimentales, en particulier des données des expériences de diffusion inélastique profonde électron-proton. En QCD perturbative, l'évolution des PDFs en fonction de Q^2 est régie par les équations DGLAP [36–40], mais l'évolution en fonction de x n'est pas connue théoriquement. La couverture dans le plan

(x, Q^2) des expériences du LHC et d'autres expériences pertinentes est représentée sur la Figure 2.12. La région à bas x est faiblement contrainte par les données actuelles : cela induit une incertitude importante sur la production de nombreux processus au LHC, dans lesquels la contribution des partons à bas x est significative. La rapidité d'un boson W produit est définie par :

$$y_W = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}$$

où z est la direction incidente des protons. Dans le centre de masse des deux protons, elle s'écrit :

$$y_W = \frac{1}{2} \ln \frac{x_a}{x_b}$$

Les deux partons engagés dans la production du W portent des fractions :

$$x_a = \frac{M_W}{\sqrt{s}} \exp y_W, \quad x_b = \frac{M_W}{\sqrt{s}} \exp -y_W$$

Pour un boson W produit avec une rapidité $y_W \sim 0.15$ (ce qui correspond par exemple à un boson de pseudo-rapidité $\eta \sim 2$ pour une impulsion de 10 GeV), les fractions x_a et x_b sont :

$$x_a \sim 7 \times 10^{-3}, \quad x_b \sim 4 \times 10^{-3}$$

Environnement au LHC

La Figure 2.13 représente la modélisation simplifiée d'une collision proton-proton. Seuls deux partons participent au processus dur. Les partons sont des objets colorés : ils émettent des gluons, objets eux-mêmes colorés engendrant ainsi des gerbes partoniques. Mais les partons ne sont pas des objets libres : ils sont confinés en hadrons (étape d'hadronisation). La probabilité d'interaction entre les partons rémanents des deux protons engagés dans le processus dur est non négligeable (connection de couleur) : ces partons produisent des gerbes partoniques et s'hadronisent également. Les réactions entre les partons rémanents constituent l'événement sous-jacent. La modélisation de ces événements est très complexe. Les générateurs Monte-Carlo utilisent de nombreux paramètres pour leur description et ajustent leurs valeurs aux données. L'étude de la multiplicité et de

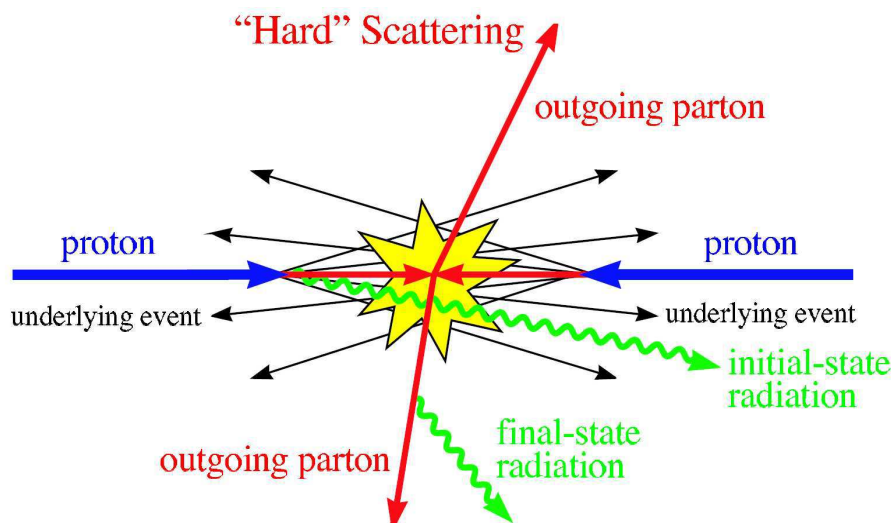


FIG. 2.13 – Représentation schématique d'une collision proton-proton [41]

l'impulsion transverse des traces chargées dans CDF [42] a permis d'immenses progrès dans leur description. Lors du croisement des faisceaux au LHC, des interactions sont possibles entre les protons non engagés dans le processus dur : ces événements sont dits de biais minimum. Au LHC, le nombre moyen attendu d'événements de biais minimum est de l'ordre de 2 à basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$) et de l'ordre de 18 à haute luminosité ($10^{34} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$). Ces événements produisent de l'activité dans le détecteur (effet d'empilement) et cette activité doit être soustraite en moyenne pour extraire la physique du processus dur. La section efficace de collision proton-proton peut être divisée en une composante élastique (les deux protons sont conservés dans l'état final) et une composante inélastique ; les collisions inélastiques sont à leur tour classées en *single diffractive* (SD), *double diffractive* (DD) et *non-diffractive* (ND). La section efficace totale s'écrit donc :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{SD} + \sigma_{DD} + \sigma_{ND}$$

avec (les valeurs sont extraites de la référence [25]) :

$$\sigma_{el} \sim 20 \text{ mb}, \sigma_{SD} \sim 15 \text{ mb}, \sigma_{DD} \sim 15 \text{ mb}, \sigma_{ND} \sim 55 \text{ mb}, \sigma_{tot} \sim 100 \text{ mb}$$

Les processus de physique intéressants sont principalement de type non diffractif. Les sections efficaces de production des principaux processus du Modèle Standard au LHC sont données sur la Figure 2.14 ; l'évolution en fonction de l'énergie dans le centre de masse depuis le Tevatron jusqu'au LHC est représentée.

2.4.2 Calcul de la section efficace de production inclusive du W

Ordre dominant

Les diagrammes de Feynman à l'ordre dominant pour le processus élémentaire $q\bar{q}' \rightarrow W \rightarrow e\nu_e$ sont représentés sur la Figure 2.15. Dans la suite, le calcul de l'élément de matrice pour le processus élémentaire $u(p_1)\bar{d}(p_2) \rightarrow W^+(P)$ est détaillé. L'élément de matrice s'écrit (interaction faible entre les composantes gauches des quarks) [44] :

$$M = -iV_{ud} \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}(p_2) \frac{1}{2} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1)$$

où V_{ud} est le coefficient de la matrice CKM, $u(p_1)$ et $\bar{d}(p_2)$ sont les spineurs des quarks u et \bar{d} , g est la constante de couplage de jauge faible et les γ^α sont les matrices de Dirac. La somme sur les polarisations possibles du W et sur les spins des quarks donne l'amplitude totale de transition (dans l'approximation des quarks de masse nulle et en utilisant que $\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g}{8M_W}$) :

$$\sum |M|^2 = |V_{ud}|^2 \frac{8G_F}{\sqrt{2}} M_W^4$$

La section efficace totale de production est obtenue en intégrant sur l'espace de phase complet :

$$\sigma(u(p_1)\bar{d}(p_2) \rightarrow W^+(P)) = \frac{1}{(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)} \frac{1}{2\hat{s}} \int d(EP) \times |M|^2$$

où s_1 et s_2 sont les spins des quarks u et \bar{d} , \hat{s} est l'énergie dans le centre de masse des quarks u et \bar{d} et $\int d(EP) = 2\pi\delta(\hat{s} - M_W^2)$, *i.e.* :

$$\sigma(u(p_1)\bar{d}(p_2) \rightarrow W^+(P)) = 2\pi |V_{ud}|^2 \frac{G_F}{\sqrt{2}} M_W^2 \delta(\hat{s} - M_W^2)$$

La largeur du W a été négligée dans ce calcul (*narrow width approximation*). Avec $V_{ud} = 0.974$, $G_F = 1.166 \times 10^5 \text{ GeV}^{-2}$ et en utilisant que dans le système d'unités naturelles $1 \text{ GeV}^{-2} = 3.90 \cdot 10^{-4} \text{ barn}$:

$$\sigma(u(p_1)\bar{d}(p_2) \rightarrow W^+(P)) = 19.2 \text{ nb}$$

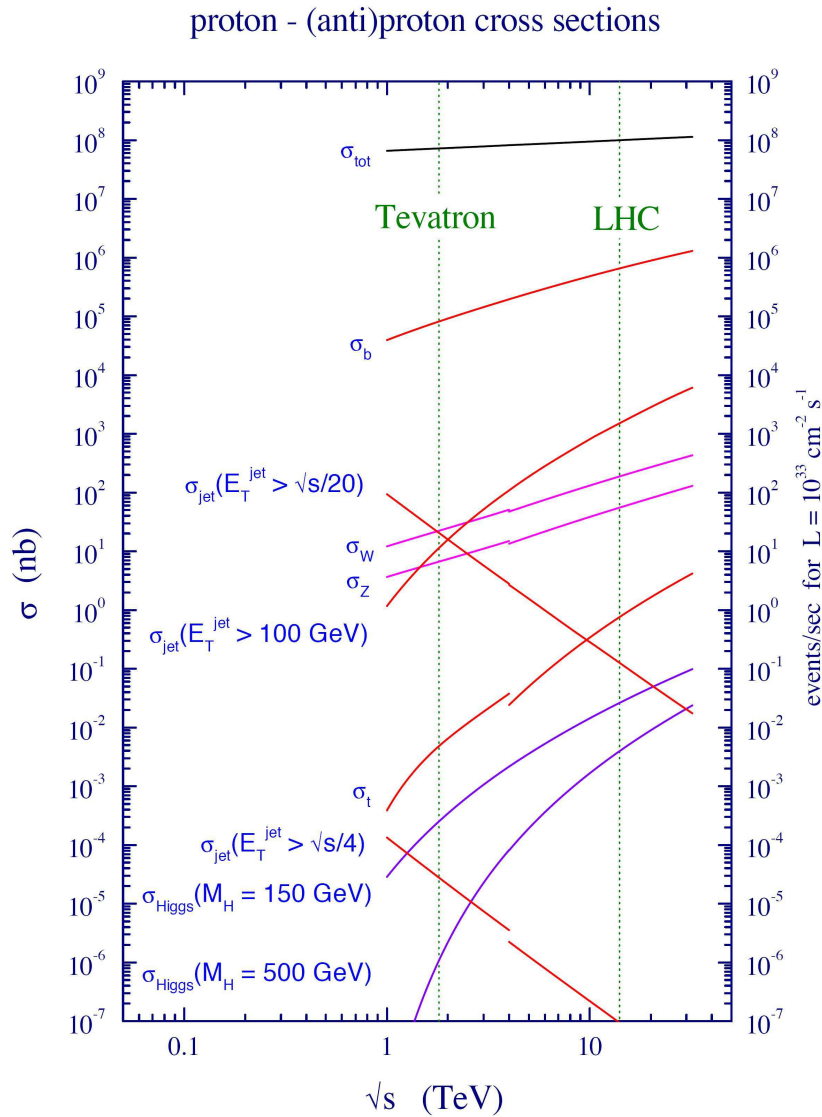


FIG. 2.14 – Sections efficaces de différents processus au Tevatron (collisions $p\bar{p}$) et au LHC (collisions $p\text{-}p$) [41]. Environ 200 bosons W par seconde seront produits au LHC à basse luminosité.

La section efficace du processus $u\bar{d} \rightarrow W \rightarrow e\nu_e$ est obtenue en multipliant la section efficace calculée précédemment par le rapport de branchement. Pour le calcul des distributions des leptons produits, il est nécessaire de prendre en compte l'élément de matrice complet du processus (à cause des corrélations d'impulsion et de spin).

La section efficace du processus $p + p \rightarrow W$ résulte de la convolution des sections efficaces partoniques élémentaires par les PDFs du proton. Les sections efficaces des processus $u\bar{d} \rightarrow W^+$ et $d\bar{u} \rightarrow W^-$ sont égales mais les sections efficaces de production des bosons W^+ et W^- dans les collisions proton-proton au LHC sont différentes. Ces dernières valeurs sont indiquées dans la Table 2.2. Dans ces collisions, les bosons W sont principalement produits par interaction entre un quark de valence et un quark de la mer. A cause de la composition en quark du proton, la section efficace de production du boson W^+ est 1.4 fois plus grande que celle du boson W^- . La Figure 2.16 représente les contributions des différentes saveurs à l'ordre dominant. La

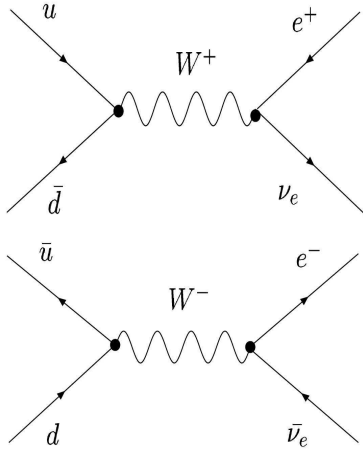


FIG. 2.15 – Diagrammes de Feynman à l'ordre dominant pour la production des bosons W^+ et W^-

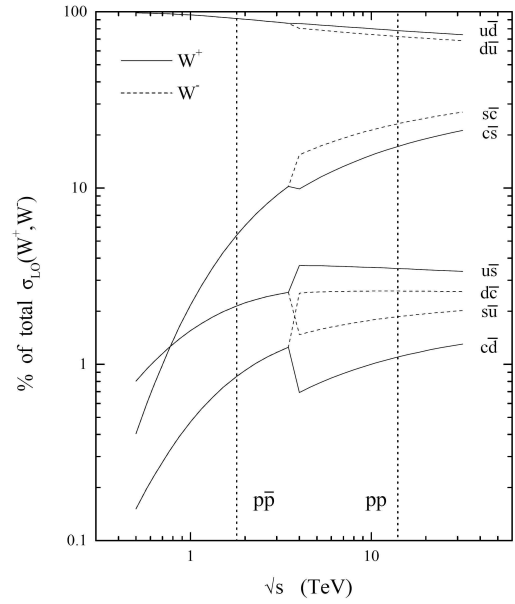


FIG. 2.16 – Contribution des différents saveurs à la section efficace totale de production des bosons W^+ (trait continu) et W^- (trait pointillé) dans les collisions $p\bar{p}$ et pp [43]

Process	LO (pb)	NLO (pb)	NNLO (pb)
W^+	9732	11910	11825
W^-	7099	8764	8685
W	16831	20674	20510

TAB. 2.2 – Sections efficaces du processus $p + p \rightarrow W \rightarrow \ell \nu_\ell$ au LHC [25]. Les valeurs ont été calculées avec le programme FEWZ [45] et les PDFs CTEQ6L et CTEQ6M [46] ont été utilisés.

contribution des quarks charme et étrange (par interaction mer-mer) est non négligeable, contrairement aux collisions proton-antiproton du Tevatron, complètement dominées par les interactions valence-valence.

Ordres supérieurs

Le calcul de section efficace présenté précédemment a été effectué à l'ordre dominant en théorie des perturbations. Mais des processus d'ordre supérieur (de type QCD ou électrofaible) contribuent également à la production du boson W . Les corrections QCD s'appliquent aux quarks initiaux (les gluons couplant à la charge de couleur) alors que les corrections électrofaibles peuvent s'appliquer aux quarks initiaux, au boson produit et au lepton final (les photons couplant à la charge électrique). L'amplitude de transition est calculée en sommant les contributions des différents diagrammes et en prenant en compte les interférences éventuelles entre diagrammes.

Corrections QCD Le calcul de la section efficace de production de W/Z à l'ordre NLO (*Next-Leading-Order*) en QCD est connu depuis 1994 [48]. Des diagrammes de Feynman correspondant à ces corrections sont représentés sur la Figure 2.18. Le calcul à l'ordre NNLO (*Next-Next-Leading-Order*) est aujourd'hui disponible : le programme Monte-Carlo FEWZ [45] prédit au NNLO la distribution en rapidité du W/Z . La Figure 2.17 représente la distribution en rapidité du W produit au LO, NLO et NNLO. Les corrections NLO augmentent la section efficace totale de 23% ; les corrections NNLO diminuent la section efficace totale de 1%

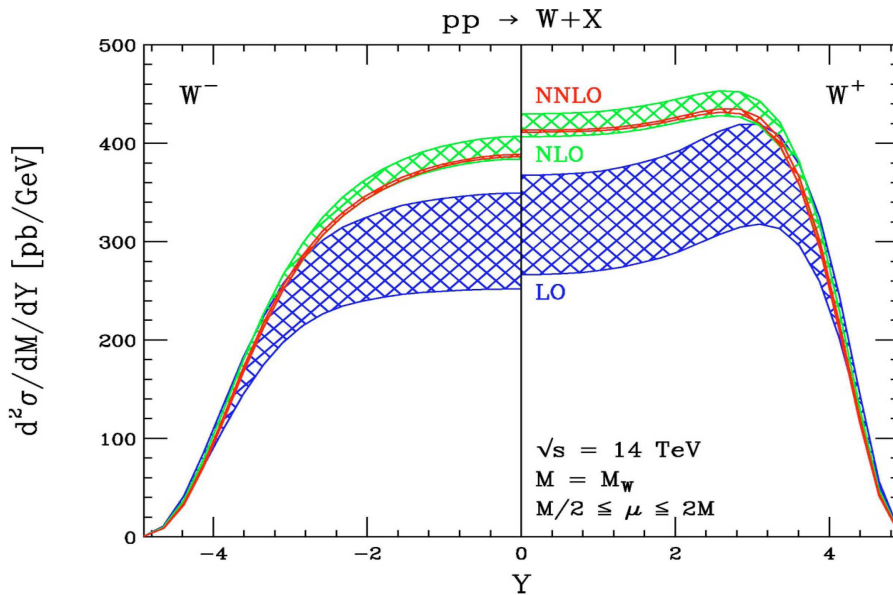


FIG. 2.17 – Distributions en rapidité du boson W^+ (droite) et du W^- (gauche) au LHC au LO, NLO et NNLO, pour les PDFs MRST [47]. Chaque distribution est symétrique en y . Les bandes indiquent l'incertitude résiduelle due au choix des échelles de factorisation et de renormalisation.

(par rapport au NLO).

Corrections électrofaibles Les corrections électrofaibles ont d'abord été calculées en prenant en compte seulement l'émission de photons dans l'état final [49] (appelées corrections QED). L'ensemble complet de corrections à l'ordre $O(\alpha)$ a été calculé récemment [50] : les contributions sont de type réelle (émission d'un photon) et virtuelle (émission-réabsorption d'un photon). La section efficace totale est très faiblement affectée par les corrections électrofaibles mais l'impact sur les sections efficaces différentielles du lepton produit est important (les corrections peuvent aller jusqu'à $\sim 10\%$).

Générateurs L'analyse de données expérimentales nécessite l'utilisation de générateurs Monte-Carlo d'événements afin de pouvoir prédire correctement les états finaux observés dans le détecteur. Le programme FEWZ n'est pas un générateur ; le programme MC@NLO [51] est un générateur NLO QCD, incluant notamment le processus de production de W/Z . La précision aujourd'hui atteinte dans les calculs des corrections QCD rend nécessaire la prise en compte des corrections électrofaibles : HORACE [52] est un générateur d'événements W incluant l'élément de matrice à l'ordre $O(\alpha)$. L'association nécessaire de ces processus durs calculés au NLO avec la production des gerbes partoniques doit ensuite être effectuée de manière à ne pas compter doublement les émissions de gluons et photons. Les PDFs utilisés doivent également être extraits à l'ordre correspondant à celui du processus dur (les équations DGLAP sont différentes pour des ordres différents en théorie des perturbations). La combinaison des corrections QCD et électrofaibles dans un même générateur d'événements est la méthode développée actuellement pour augmenter la précision sur les prédictions du processus Drell-Yan. Une première tentative est le générateur RESBOS-A [53], qui inclut la resommation à tous les ordres des gluons mous initiaux et les corrections QED pour l'état final.

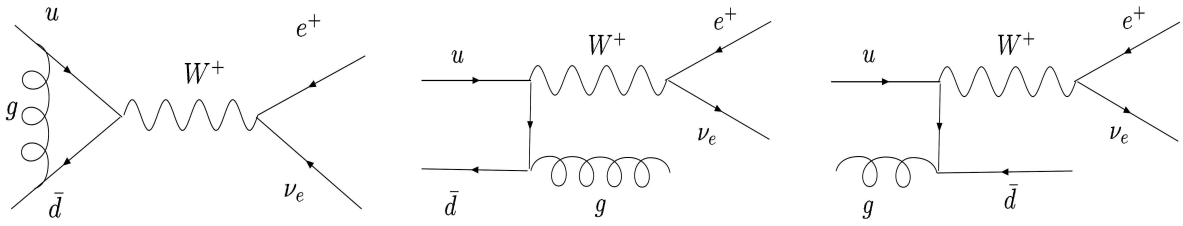


FIG. 2.18 – Diagrammes de Feynman correspondant aux corrections NLO QCD pour la production de W^+

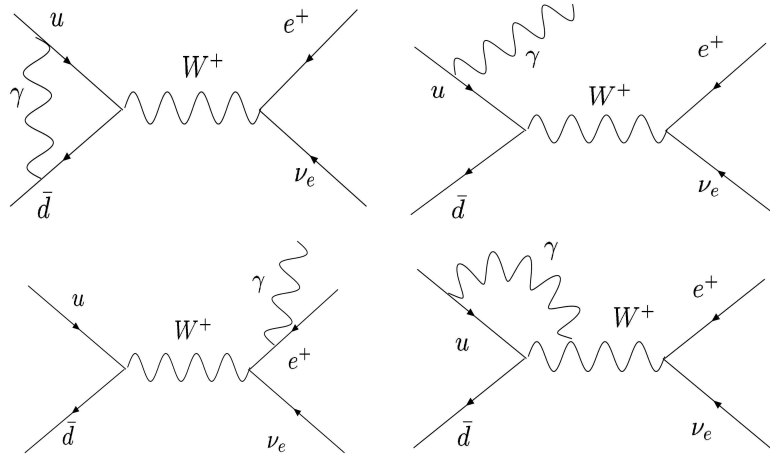


FIG. 2.19 – Des diagrammes de Feynman de corrections électrofaibles pour la production de W^+

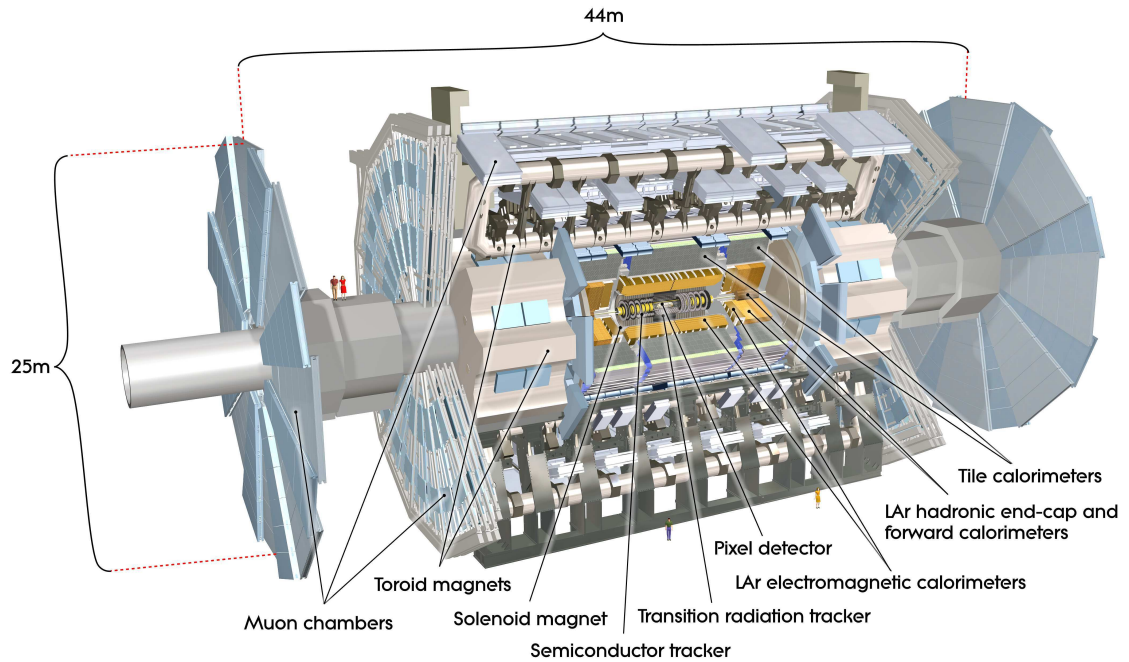


FIG. 3.1 – Vue générale du détecteur ATLAS [54]

Chapitre 3

Le détecteur ATLAS

Ce chapitre décrit le détecteur ATLAS. La structure globale du détecteur est brièvement présentée, puis le principe de détection et la géométrie de chaque sous-détecteur sont précisément décrits. Les performances du détecteur obtenues lors de tests en faisceau et importantes pour le canal $W \rightarrow e\nu$ sont finalement données.

3.1 Présentation générale

Une vue générale du détecteur ATLAS est représentée sur la Figure 3.1 : il mesure 25 m de haut, 44 m de long et pèse environ 7000 tonnes. Il est installé dans la caverne du point 1 du CERN, à 90 m sous-terre. C'est un détecteur devant couvrir plusieurs domaines de physique. Il est constitué successivement (en partant du point d'interaction) d'un trajectographe entouré d'un solénoïde, d'un calorimètre électromagnétique, d'un calorimètre hadronique et d'un spectromètre à muon couplé à un système de toroïdes. Cette structure en couches successives est classique pour un détecteur sur collisionneur : elle est imposée par l'interaction différente avec

la matière des particules que l'on cherche à identifier : les photons, les électrons, les hadrons et les muons. Une spécificité importante du détecteur est sa couverture azimutale presque complète, permettant une excellente reconstruction de l'énergie transverse manquante.

Le système de coordonnées utilisé tout au long de cette thèse est introduit ici. L'axe z est l'axe du faisceau. La partie $z > 0$ du détecteur est appelée partie A et la partie $z < 0$ est appelée partie C. Le plan $(x - y)$ est le plan transverse : l'axe x pointe vers le centre de l'anneau du LHC, l'axe y pointe vers le haut. Pour une quantité X , la grandeur transverse associée sera notée X_T . L'angle Φ est l'angle azimutal autour de l'axe du faisceau. L'angle θ est l'angle polaire par rapport à l'axe du faisceau. La pseudo-rapidité η est définie par : $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ ($\eta > 0$ pour la partie A et $\eta < 0$ pour la partie C).

3.2 Le système d'aimants

Le détecteur ATLAS possède un système complexe de quatre aimants supraconducteurs (voir Fig. 3.2), imposant des contraintes fortes sur la structure générale du détecteur. Leur rôle est de fournir un champ magnétique pour la mesure de l'impulsion des traces dans le détecteur interne et dans le spectromètre à muon. Les bobines utilisées sont des enroulements d'un supraconducteur en Al/Cu/Nb/Ti placés dans des masses froides à la température de l'hélium liquide (-269°). Le système est composé de :

- un solénoïde (d'axe l'axe du faisceau) produisant un champ magnétique axial de 2 T pour le détecteur interne. L'intensité nominale vaut 7.8 kA. Il mesure 5.3 m de long et 2.5 m de diamètre. La conception a été optimisée afin d'avoir une quantité de matière la plus faible possible en amont des calorimètres. Il partage notamment une même chambre à vide avec le calorimètre électromagnétique tonneau. Pour une particule en incidence normale, l'assemblage complet contribue à 0.66 longueurs de radiation¹⁾.
- un toroïde tonneau et deux toroïdes bouchon (voir Fig. 3.3 et Fig. 3.4), produisant des champs magnétiques toroïdaux pour le spectromètre à muon, d'intensité respective 1 et 0.5 T. La partie tonneau est constituée de huit bobines rectangulaires, mesurant 25 m de long et 5 m de large et placées dans des masses froides indépendantes. L'intensité nominale vaut 7.8 kA. Chaque toroïde bouchon comporte huit bobines carrées de 5 m et placées dans une même masse froide.

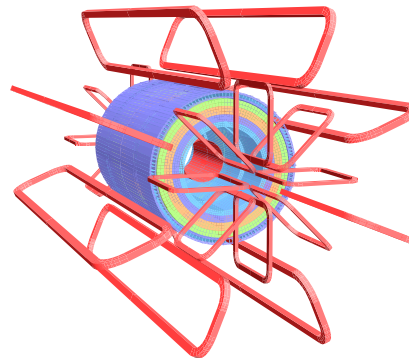


FIG. 3.2 – Géométrie du système d'aimants [54]. Le calorimètre à tuiles scintillantes est également représenté : il est modélisé par quatre couches successives aux propriétés magnétiques différentes.

3.3 Le détecteur interne

A haute luminosité, environ 1000 particules chargées seront produites dans la zone $|\eta| < 2.5$ à chaque collision, créant une très forte densité de traces dans le détecteur. Le rôle du détecteur interne d'ATLAS est de reconstruire le passage des traces chargées d'impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV dans la zone $|\eta| < 2.5$ et de mesurer leur impulsion. Etant donné l'environnement dense de traces, une granularité très fine est nécessaire. Il doit permettre la reconstruction des vertex primaires et secondaires et l'identification des

¹⁾distance après laquelle un électron a perdu $\frac{1}{2}$ de son énergie initiale par bremsstrahlung

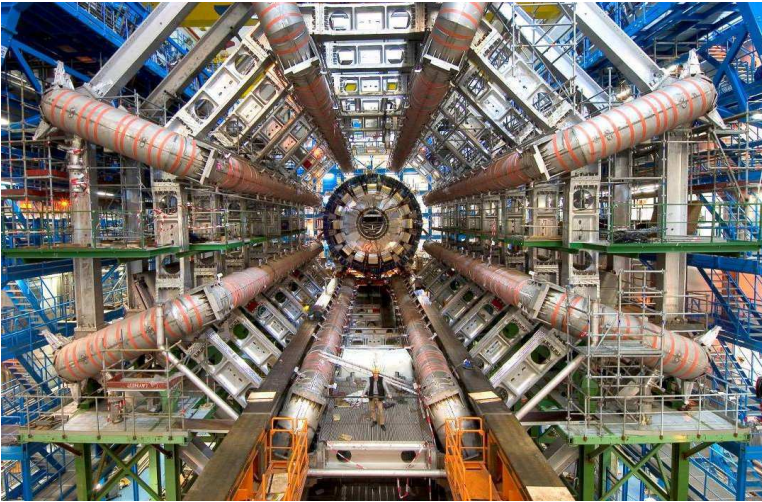


FIG. 3.3 – Photographie du toroïde tonneau installé dans la cavité d'ATLAS [54]

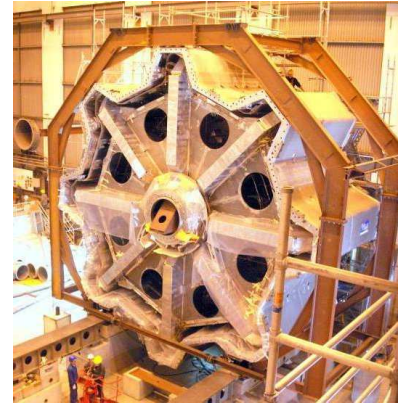


FIG. 3.4 – Photographie du toroïde bouchon inséré dans son cryostat, juste avant assemblage avec le reste du détecteur [54]

électrons par rayonnement de transition pour des énergies de 0.5 à 150 GeV. Il doit avoir une excellente tenue aux radiations à cause de sa proximité avec le faisceau. La quantité de matière doit être minimisée afin de limiter la dégradation de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique.

Le détecteur interne est inséré dans le solénoïde et immergé dans son champ magnétique de 2 T. Il est constitué de trois sous-détecteurs :

- le détecteur à pixels
- le trajectographe à micropistes de silicium (appelé SCT pour *SemiConductor Tracker*)
- le trajectographe à rayonnement de transition (appelé TRT pour *Transition Radiation Tracker*).

Chaque sous-détecteur est divisé en une partie tonneau et deux parties bouchons : l'ensemble est représenté sur la Figure 3.5, des vues en perspective de chaque partie sont représentées sur les Figures 3.6 et 3.7.

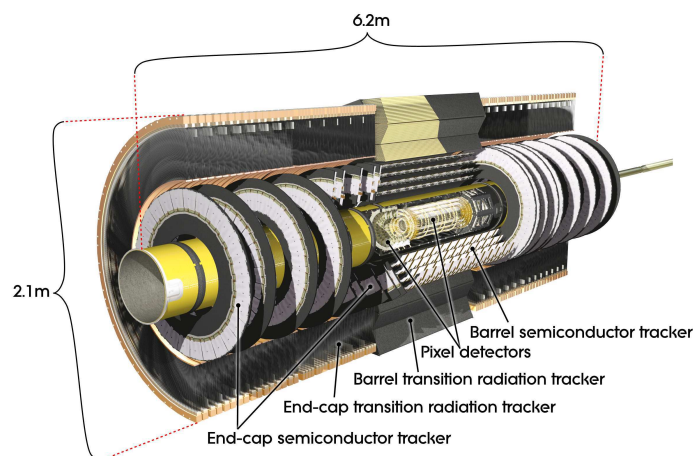


FIG. 3.5 – Vue générale du détecteur interne [54]